



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI  
Fakulta mechatroniky, informatiky  
a mezioborových studií



# SIMULAČNÍ MODEL TEPELNÉHO VÝMĚNÍKU

## Diplomová práce

*Studijní program:* N2612 – Elektrotechnika a informatika  
*Studijní obor:* 3906T001 – Mechatronika  
*Autor práce:* **Bc. Jaroslav Šrefl**  
*Vedoucí práce:* Ing. Lukáš Hubka, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC  
Faculty of Mechatronics, Informatics  
and Interdisciplinary Studies ■

# THE SIMULATION MODEL OF HEAT EXCHANGER

**Diploma thesis**

*Study programme:* N2612 – Electrical Engineering and Informatics

*Study branch:* 3906T001 – Mechatronics

*Author:* **Bc. Jaroslav Šrefl**

*Supervisor:* Ing. Lukáš Hubka, Ph.D.



**ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE**  
(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Jaroslav Šrefl**  
Osobní číslo: **M11000288**  
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**  
Studijní obor: **Mechatronika**  
Název tématu: **Simulační model tepelného výměníku**  
Zadávající katedra: **Ústav mechatroniky a technické informatiky**

**Z á s a d y   p r o   v y p r a c o v á n í :**

1. Seznamte se s problematikou simulačních modelů elektrárenských tepelných výměníků a proveďte základní rešerši. Soustřeďte se na nízkotlaký a vysokotlaký ohřívací, případně výparník.
2. Popište, jakým způsobem je možné sestavit simulační model tepelného výměníku, ve kterém dochází ke změně skupenství jednoho z médií.
3. Pokuste se o realizaci simulačního modelu vybraného tepelného výměníku.
4. Ověřte správnost řešení na dostupných datech z provozu.

## Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum:

Podpis:

## Poděkování

Chtěl bych poděkovat všem osobám, které mě jakýmkoli způsobem podporovaly při psaní diplomové práce. Zvláštní poděkování patří Ing. Lukáši Hubkovi, Ph.D. za vedení při zpracování práce a odborné konzultace.

# Abstrakt

Náplní práce je tvorba simulačního modelu regeneračního ohříváku napájecí vody používaného v kondenzačních elektrárnách. Úvodní kapitola popisuje význam použití regeneračních ohříváků, jejich umístění v elektrárně a konstrukční provedení. Jedná se o tepelný výměník, ve kterém pára odebraná z turbíny ohřívá v trubkách proudící napájecí vodu. V teoretické části je probrána problematika předávání tepla zdrojového média ohřívané tekutině. V oblasti prostupu tepla je velmi významným parametrem součinitel přestupu tepla. Proto jsou v práci obsaženy vybrané empirické vztahy, dle kterých je možné hodnotu součinitele přestupu tepla stanovit.

V hlavní části zprávy je sestaven matematický model regeneračního ohříváku podle různých přístupů. Metoda nazvaná moving boundary je založena na rozdělení výměníku do tří zón, a to dle skupenství zdrojového média. Zóny nemají pevně dané hranice a jejich délky patří mezi stavové veličiny. Dalším přístupem je metoda rozložených parametrů. Ta uvažuje o rozdělení výměníku do jednotlivých elementů. V rámci každého elementu pak předpokládá konstantní hodnoty charakteristických veličin. Popsán je také přístup založený na iterační metodě.

V prostředí Matlab je realizován simulační model vycházející z metody rozložených parametrů. Model se vyznačuje širokou pracovní oblastí a dobrou robustností. Pro kontrolu simulačních výsledků je realizován i model využívající iterační metodu. Jeho předností je jednoduchost. Oproti modelu s rozloženými parametry ale nepopisuje dynamiku výměníku, a to v některých úlohách limituje jeho použití.

Práce je součástí projektu *Prediktivní řídicí systém pro zlepšení stability a zvýšení účinnosti elektrárenských bloků* (TA02020109). Výstupní model regeneračního ohříváku se podílí na sestavení simulačního modelu kompletního elektrárenského kotle. Nezávislost na skupenství obou proudících médií však dává modelu s rozloženými parametry možnost využití i při uvažování o jiných tepelných výměnících.

**Klíčová slova:** regenerační ohřívák napájecí vody, tepelný výměník, moving boundary, rozložené parametry

# Abstract

This thesis includes the creation of a simulation model of feedwater heater used in condensing power plants. The introductory chapter describes the significance of using feedwater heaters, their location in the power plant and constructional design. It is basically a heat exchanger in which steam from the turbine heats the feedwater flowing through the pipes. The theoretical part discusses the issue of heat transfer from a source medium to heated fluid. A very important parameter for the heat transmission is the heat transfer coefficient. Therefore the thesis presents selected empirical relationships according to which it is possible to determine the value of the heat transfer coefficient.

In the main part of the work, mathematical model of the heater is compiled according to different approaches. The method called moving boundary is based on the division of the heat exchanger into three zones, according to physical state of the source medium. Zones do not have fixed boundaries and their lengths are one of the state variables. Another approach is the method of distributed parameters. It considers the division of the heat exchanger into individual elements. Within each element a constant value of characteristic variables is assumed. An approach based on an iterative method is also described.

In the Matlab environment, a simulation model is realized based on the method of distributed parameters. Model features a wide working range and good robustness. For the simulation results checking, the model using an iterative method is realized. Its advantage is simplicity. However, compared with the model with distributed parameters, it does not describe the dynamics of the heat exchanger and this sometimes limits its use.

The thesis is a part of the project *Predictive Control System for Stability Improvement and Higher Efficiency of Power Plants* (TA02020109). The resulting model of the feedwater heater is involved in the construction of a simulation model of a complete steam boiler. The independence of the physical state of both the flowing mediums gives the model with distributed parameters the possibility to use even when thinking about the other heat exchangers.

**Keywords:** feedwater heater, heat exchanger, moving boundary, distributed parameters

# Obsah

Úvod.....	14
1    Kondenzační elektrárna .....	15
1.1    Princip kondenzační elektrárny .....	15
1.2    T-s diagram vodní páry .....	16
1.3    Zvyšování účinnosti elektrárenských oběhů .....	18
1.4    Regenerace tepla v kondenzační elektrárně .....	21
1.5    Konstrukční provedení regeneračního ohříváku napájecí vody .....	25
1.5.1    Nízkotlaký regenerační ohřívák napájecí vody .....	26
1.5.2    Vysokotlaký regenerační ohřívák napájecí vody .....	27
2    Prostup tepla .....	29
2.1    Tepelný výkon.....	29
2.2    Prostup tepla skrz rovinnou stěnu .....	30
2.3    Prostup tepla skrz válcovou stěnu .....	31
2.4    Určení koeficientu prostupu tepla .....	32
2.4.1    Bezrozměrová kritéria podobnosti .....	33
2.4.2    Součinitel přestupu tepla pro nucené proudění bez fázové přeměny .....	35
2.4.3    Součinitel přestupu tepla při kondenzaci páry .....	36
2.4.4    Shrnutí obecného výpočtu součinitele prostupu tepla.....	37
3    Přístupy k popisu regeneračního ohříváku .....	39
3.1    Moving boundary .....	40
3.1.1    Hmotnostní bilance vnějšího média .....	41
3.1.2    Energetické bilance vnějšího média.....	43
3.1.3    Bilance vnitřního média .....	44
3.1.4    Energetické bilance trubky.....	46
3.2    Rozložené parametry .....	47
3.3    Iterační metoda.....	52
4    Sestavení modelu v prostředí MATLAB – Simulink .....	56
4.1    Model s rozloženými parametry.....	57
4.2    Model založený na iterační metodě.....	67
5    Závěr.....	70
Seznam použité literatury .....	72



Přílohy.....	75
A    Výsledky simulací při změnách vstupních parametrů.....	75
B    Zdrojový kód iterační metody .....	77

## Seznam obrázků

Obr. 1.1: Blokové schéma kondenzační elektrárny .....	16
Obr. 1.2: T-s diagram vodní páry .....	17
Obr. 1.3: Rozdělení elektrárenského oběhu na dílčí Carnotovy oběhy .....	19
Obr. 1.4: Blokové schéma kondenzační elektrárny s regeneračním ohřívákem.....	22
Obr. 1.5: Elektrárenský oběh s regeneračním ohřevem.....	23
Obr. 1.6: Základní principy odvodu kondenzátu. a) kaskádováním, b) přečerpáváním. 24	
Obr. 1.7: Reálné uspořádání regeneračního systému.....	24
Obr. 1.8: Nízkotlaký regenerační ohřívák napájecí vody. [12].....	26
Obr. 1.9: Vysokotlaký regenerační ohřívák napájecí vody. [12].....	27
Obr. 1.10: Linearizované rozložení teplot médií ve výměníku .....	28
Obr. 2.1: Prostup tepla pevnou stěnou [13] .....	29
Obr. 2.2: Určení typu proudění .....	38
Obr. 3.1: Zjednodušený regenerační ohřívák.....	40
Obr. 3.2: Metoda rozložených parametrů. 1 – ohřívaná kapalina, 2 – kondenzující pára .....	48
Obr. 3.3: Tří zónový tepelný výměník.....	53
Obr. 3.4: Vývojový diagram iteračního modelu .....	55
Obr. 4.1: Uspořádání trubek ve výměníku.....	60
Obr. 4.2: Rozložení teplot médií v trubce - ustálený stav.....	64
Obr. 4.3: Odezva výstupních teplot na skokovou změnu vstupní teploty vnitřního média o 5 % .....	65
Obr. 4.4: Teplotní pole vnější média .....	66
Obr. 4.5: Odezva výstupních teplot na skokovou změnu vstupní teploty vnějšího média .....	66
Obr. 4.6: Rozložení teplot výměníku – iterační metoda .....	68
Obr. A.1: Odezva výstupních teplot na zvýšení průtoku vnitřního média o 10 % .....	75
Obr. A.2: Odezva výstupních teplot na snížení průtoku vnějšího média o 10 % .....	75
Obr. A.3: Odezva výstupních teplot na snížení tlaku vnitřního média o 50 % .....	76
Obr. A.4: Odezva výstupních teplot na zvýšení tlaku vnějšího média o 20 %.....	76

## Seznam tabulek

Tab. 4.1: Vstupní parametry obou médií .....	59
Tab. 4.2: Vstupní parametry pro jednu trubku.....	61
Tab. 4.3: Rozložené parametry - koeficienty přestupu tepla .....	63
Tab. 4.4: Porovnání vstupních a výstupních teplot proudících médií .....	64
Tab. 4.5: Koeficienty prostupu tepla pro jednotlivé zóny .....	68
Tab. 4.6: Porovnání teplot médií na vstupu a na výstupu výměníku.....	69

## Seznam použitých symbolů

Značka	Veličina	Jednotka
$a$	teplotní vodivost	$m^2 \cdot s^{-1}$
$c_p$	měrná tepelná kapacita	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
$d$	průměr trubky	$m$
$d_{ekv}$	ekvivalentní průměr	$m$
$h$	měrná entalpie	$J \cdot kg^{-1}$
$h_{fg}$	měrná skupenská entalpie	$J \cdot kg^{-1}$
$k$	součinitel prostupu tepla	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
$k_L$	délkový součinitel prostupu tepla	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$m$	hmotnost	$kg$
$\dot{m}$	hmotnostní průtok	$kg \cdot s^{-1}$
$p$	tlak	$Pa$
$r$	poloměr trubky	$m$
$s$	entropie	$J \cdot kg^{-1}$
$t$	čas	$s$
$v$	rychlost proudění	$m \cdot s^{-1}$
$A$	teplosměnná plocha	$m^2$

$A_{cs}$	průtočný průřez	$m^2$
$ Fo$	Fourierovo číslo	—
$ Gr$	Grashofovo číslo	—
$ Gz$	Greatzovo číslo	—
$ L$	délka trubky, výměníku	$m$
$ N$	počet elementů trubky, výměníku	—
$ Nu$	Nusseltovo číslo	—
$ O$	obvod smočený tekutinou	$m$
$ P$	tepelný výkon	$W$
$ Pe$	Pécletovo číslo	—
$ Pr$	Prandtlovo číslo	—
$ Q$	tepelný výkon na jednotku délky	$W \cdot m^{-1}$
$ Q_m$	hmotnostní průtok	$kg \cdot s^{-1}$
$ Re$	Reynoldsovo číslo	—
$ S$	povrch trubky	$m^2$
$ T$	termodynamická teplota	$K$
$ X$	suchost páry	—
$ \alpha$	součinitel přestupu tepla	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
$ \eta$	dynamická viskozita	$Pa \cdot s$
$ \lambda$	tepelná vodivost	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
$ \nu$	kinematická viskozita	$m^2 \cdot s^{-1}$
$ \rho$	hustota	$kg \cdot m^3$
$ \tau$	časová konstanta	$s$

Přehled použitých dolních indexů u symbolů veličin a jejich význam

<b>Index</b>	<b>Význam</b>
1	první zóna výměníku, vnitřní médium
2	druhá zóna výměníku, vnější médium
3	třetí zóna výměníku
<i>c</i>	ohřívaná tekutina
<i>ex</i>	vnější
<i>h</i>	ochlazovaná tekutina
<i>in</i>	vstup, vnitřní
<i>out</i>	výstup, vnější
<i>s</i>	médium proudící mezi trubkou a pláštěm
<i>t</i>	trubka
<i>w</i>	napájecí voda
<i>L</i>	saturace kapaliny
<i>V</i>	saturace páry

# Úvod

Obecně slovem „model“ můžeme chápat jakousi předlohu, či napodobeninu reálného předmětu. Modelováním tedy můžeme myslet náhradu zkoumaného (modelovaného) systému modelem vytvořeným pro provádění pokusů za účelem získávání informací o původním modelovaném systému [1],[2]. Experimentování se sestaveným modelem, nebo též simulace, pak může sloužit k mnoha užitečným činnostem. Například k testování předmětu před výrobou, k zátěžovým zkouškám, nebo k simulaci chodu řídicích systémů.

Tato práce se zabývá sestavením simulačního modelu regeneračního ohříváku napájecí vody. Takový regenerační ohřívák najdeme v kondenzačních elektrárnách a některých teplárnách. Jedná se o tepelný výměník složený z velkého množství trubek, kterými protéká napájecí voda. Kolem trubek proudí pára, jež předává teplo napájecí vodě a tím ji předejde před vstupem do kotle. Tento jev sloužící ke zvýšení účinnosti elektrárny, či teplárny je blíže popsán v kapitole *Regenerace tepla*. Pára jako zdrojové médium tepla při předávání energie napájecí vodě zkondenzuje. Právě problematika spojená s popisem změny skupenství teplotnosného média je hlavní náplní této práce. Výsledný model by měl být dostatečně přesný a zároveň by měl umět popsat rozložení teplot médií v trubce i dynamiku přenosových jevů. Tím je myšlena odezva systému na změny vstupních parametrů, jako je průtok, vstupní teplota nebo tlak jednoho z médií.

Práce má pomoci realizovat projekt *Prediktivní řídicí systém pro zlepšení stability a zvýšení účinnosti elektrárenských bloků* zadaný Technologickou agenturou České republiky (TA ČR) pod označením TA02020109. Jedním z dílčích výstupů tohoto projektu je sestavení modelu celého elektrárenského kotle včetně souvisejících komponent, mezi které patří i regenerační ohříváky napájecí vody. Model kotle pak najde uplatnění v několika důležitých aplikacích. Jednou z nich je simulace chodu kotle ještě před jeho uvedením do provozu. Pomocí takového modelu je možné zjistit chování v rizikových nebo dokonce havarijních stavech elektrárny, či příslušné její části. Model může sloužit i pro návrh řídicích algoritmů, či optimalizaci řídicích systémů, které jsou již v provozu.

# 1 Kondenzační elektrárna

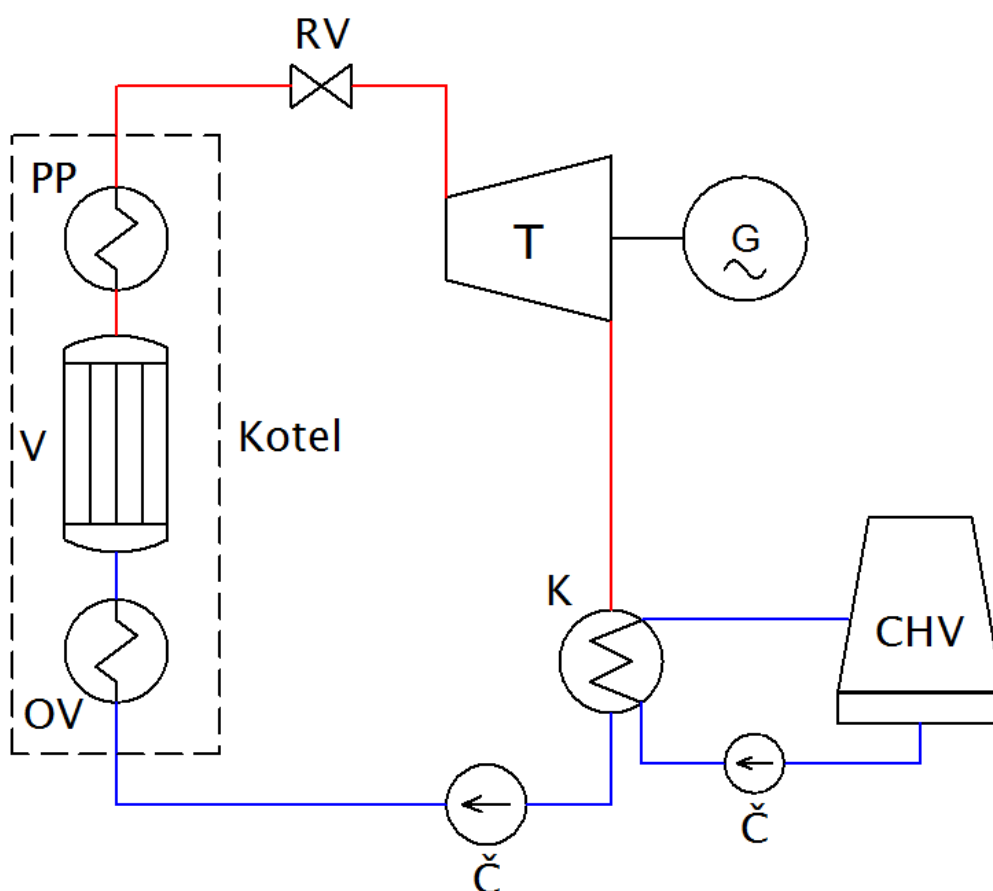
V této kapitole jsou uvedeny základní informace o kondenzační elektrárně. Zprvu je vysvětleno, na jakém principu elektrárna funguje. Potom jsou popsány možnosti zlepšení účinnosti parovodního oběhu a závěr kapitoly je zaměřen na popis samotných regeneračních ohříváků napájecí vody, kterými se práce dále podrobněji zabývá.

## 1.1 Princip kondenzační elektrárny

Princip elektrárny můžeme najít v mnoha dostupných literaturách a různých vědeckých článcích, např. [3], [4], [5]. Základem kondenzační elektrárny je kotel. Kotlů existuje více druhů, ale vždy se spaluje nějaké palivo a vzniklými spaliny se ohřívá médium, které slouží jako jakýsi „nosič energie“. Nejběžnější kotle jsou stále bubnové, ale díky zlepšující se technologii používaných materiálů, se budují čím dál více kotle průtočné. Součástí kotle je spalovací komora, kam se rozemleté palivo dopravuje pomocí ventilátoru, tam se mísí se vzduchem a probíhá samotné spalování. Vstupní vzduch je pro lepší účinnost ještě přehříván na vyšší teplotu. Ohříváním médiem bývá výhradně voda, a to hlavně kvůli snadné dostupnosti. I napájecí voda, která je nejdříve trochu upravena, bývá před vstupem do kotle přehřívána. Ve výparníku se voda přemění na sytou páru. Sytá pára dále proudí přes přehřívák do parní turbíny. Přehřívák je část kotle, kde se dosahuje nejvyšších teplot. Pára zde může být přehřívána až na teploty kolem 580 °C. Horní hranice teploty je dána především vlastnostmi použitých materiálů. Maximální teplota páry tedy postupně stoupá se zlepšující se technologií.

Přehřátá pára v turbíně expanduje a roztáčí ji. Na společné ose s turbínou se nachází generátor vyrábějící elektrickou energii. V praxi jsou běžně rozlišovány tři typy turbíny rozdělené podle tlaku vstupní páry. Vysokotlaká, středotlaká a nízkotlaká turbína. Vysokotlakým stupněm turbíny prochází pára o nejvyšším tlaku a tím tedy i o malém měrném objemu. Vlivem toho se vysokotlaká turbína vyznačuje krátkými lopatkami, na kterých vznikají velké okrajové ztráty. Proto má tento stupeň poměrně nízkou účinnost. Středotlaký stupeň turbíny pracuje s párou o nižším tlaku, avšak pára je stále přehřátá. Vyznačuje se největší účinností. Má větší lopatky než předchozí stupeň, a tak se tolik neprojevují okrajové ztráty. Nízkotlaký stupeň má opět menší účinnost, neboť zde protéká již mokrá pára a vznikají ztráty vlhkostí. Lopatky jsou znatelně větší a dochází ke ztrátám rozčepřením. Po expandování páry v poslední části turbíny

se pára přeměňuje zpět na vodu. Tento děj probíhá v kondenzátoru při velmi nízkém tlaku, o který se stará vývěva. Přebytečné teplo se předává chladicí vodě proudící přes chladicí věž. Teplo tak odchází do okolí. Voda vystupující z kondenzátoru je čerpána opět do kotle, kde se znovu ohřívá. Tím je uzavřen elektrárenský oběh vody (páry), jenž se dá znázornit blokovým schématem, viz obrázek 1.1.



Obr. 1.1: Blokové schéma kondenzační elektrárny

## 1.2 T-s diagram vodní páry

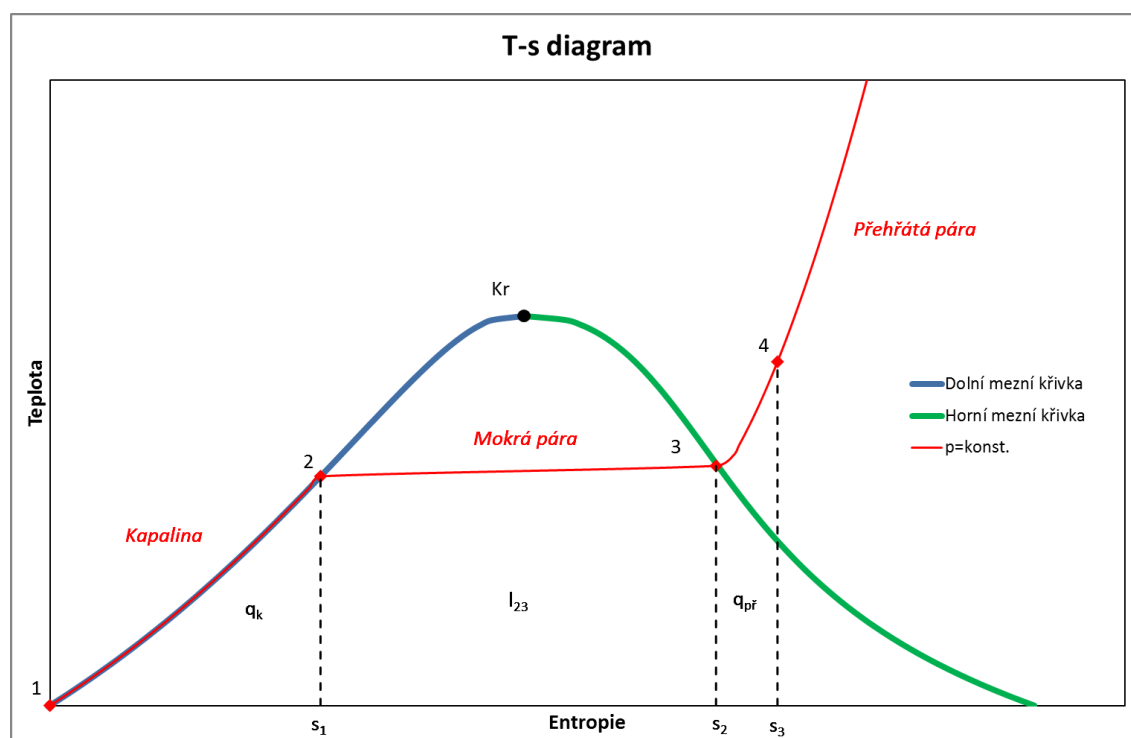
Temperature-entropy diagram, neboli T-s diagram je závislost teploty na entropii pozorovaného systému. Entropie je veličina definovaná druhým termodynamickým zákonem.

$$ds = \frac{dQ}{T} [J \cdot K^{-1}] \quad (1.1)$$



Zobrazení takovéto závislosti je vhodné zejména pro analýzu termodynamických dějů nebo cyklů. Nespornou výhodou je fakt, že plocha pod křivkou odpovídá teplu dodanému termodynamickému systému. I proto je T-s diagram poměrně často využíván k vizualizaci tepelných změn elektrárenských oběhů.

U naprosté většiny tepelných elektráren dochází k ohřevu vody, ze které se stává pára, jejíž energie se následně pomocí turbíny a generátoru přeměňuje na energii elektrickou. T-s diagram vodní páry, vytvořený podle tabelovaných hodnot [6], vidíme na obrázku 1.2.



Obr. 1.2: T-s diagram vodní páry

Tento obrázek popisuje děj, kdy je kapalině, v tomto případě 1 kg vody, o teplotě  $T_1$  a tlaku  $p$  přiváděno teplo. Teplo je přiváděno isobaricky, tzn., že po celou dobu děje je tlak konstantní. Bod 2 se nazývá bod varu. Při této teplotě se voda mění v páru. Hodnota bodu varu je závislá na tlaku kapaliny, a právě jednotlivé body varu při různých tlacích vytváří tzv. **dolní mezní křivku**. Zajímavým bodem je kritický bod  $K_r$ . Od tlaku odpovídající kritické teplotě  $T_{kr}$  se kapalina mění skokově z kapalného skupenství na suchou páru. Pro vodu tento bod nastává při tlaku  $p_{kr} = 22,064 \text{ MPa}$  a teplotu  $T_{kr} = 647,106 \text{ K}$ . Teplo, které bylo spotřebováno na ohřev 1 kg vody z bodu 1 do

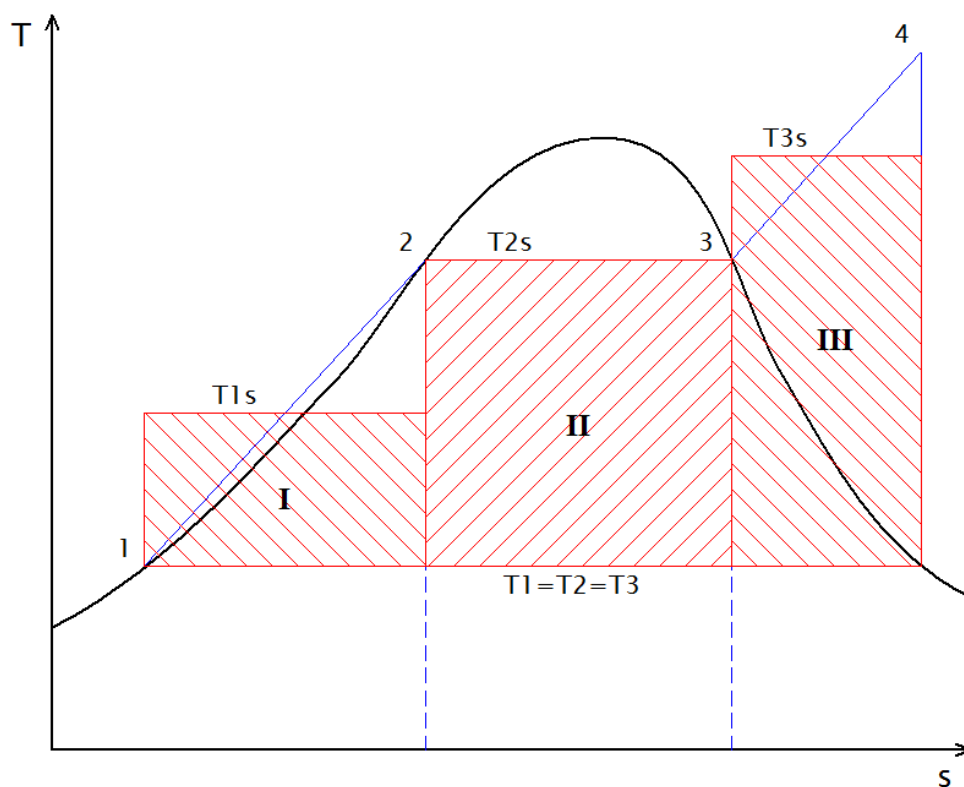
bodu 2, nazýváme měrné kapalinné teplo ( $q_k$ ) a odpovídá ploše  $1-2-s_1-1$ . Budeme-li dále dodávat kapalině teplo, až do bodu 3 nebude stoupat teplota, ale pouze suchost páry  $X$ . Bod 3 odpovídá stavu, kdy  $X = 1$ , čili veškerá kapalina je přeměněna v páru. Vzniká tzv. suchá nebo též sytá pára. Obdobné body 3, odpovídající různým tlakům by vytvořili **horní mezní křivku**. Teplo potřebné k přeměně  $1\text{ kg}$  vody na páru odpovídá ploše  $s_1-2-3-s_2-s_1$  a značíme ho  $l_{23}$ . Mezi body 2 a 3 se nachází oblast mokré páry. Mokrý pára je směs syté páry a syté kapaliny. V souvislosti s tímto termínem definujeme pojem suchost páry  $X$ .

$$X = \frac{m_p}{m_k + m_p}, \quad (1.2)$$

kde  $m_p$  je hmotnost páry a  $m_k$  hmotnost kapaliny. Ze vzorce plyne, že  $X$  nabývá hodnot od 0 do 1, přičemž 0 odpovídá dolní mezní křivce a 1 horní mezní křivce. Dodáváme-li teplo i nadále syté páře, získáme přehřátou páru o teplotě příslušející bodu 4. Spotřebované teplo nazýváme teplem přehřívacím ( $q_{pr}$ ).

### 1.3 Zvyšování účinnosti elektrárenských oběhů

Důležitým faktorem každé elektrárny je její účinnost. Při výrobě elektřiny je vždy vynaložena snaha maximalizovat účinnost, respektive minimalizovat ztráty. Pro zjednodušení můžeme elektrárenský oběh pracovního média vyznačený modrou čarou na obrázku 1.3 rozdělit na tři části. Jednotlivé části se potom dají chápat jako samostatné červeně vyšrafované Carnotovy oběhy označené římskými číslicemi I, II, III.



Obr. 1.3: Rozdělení elektrárenského oběhu na dílčí Carnotovy oběhy

Podle zdroje [7] lze vyjádřit velmi jednoduše termické účinnosti dílčích oběhů následujícím způsobem.

$$\eta_{tI} = \frac{T_{1s} - T_1}{T_{1s}}; \eta_{tII} = \frac{T_{2s} - T_2}{T_{2s}}; \eta_{tIII} = \frac{T_{3s} - T_3}{T_{3s}} \quad (1.3)$$

Jelikož platí  $T_1 = T_2 = T_3$  a z obrázku je zřejmé na první pohled, že  $T_{1s} < T_{2s} < T_{3s}$ , pak musí platit i  $\eta_{tI} < \eta_{tII} < \eta_{tIII}$ .

Literatura [8] uvádí několik způsobů jak je možné termickou účinnost celkového oběhu zvýšit.

#### a) Zvýšením tlaku vstupní páry

Pro vyšší tlak platí i vyšší teplota bodu varu. Tím se zvedne střední teplota celého oběhu  $T_s$ . A tím pádem podle vztahů (1.3) i jeho účinnost.

**b) Zvýšením teploty vstupní přehřáté páry**

Pára vycházející z turbíny by měla mít suchost minimálně 0,86 [8], aby nedošlo k mechanickému poškození lopatek. Proto se pro roztáčení turbíny z velké části využívá přehřívacího tepla. Čím je teplota přehřáté páry vyšší, tím je možno využít větší část dodávaného tepla. Zde stoupne střední teplota části *III*  $T_{s3}$  a tím také jeho termická účinnost.

**c) Snížením teploty, respektive tlaku páry v kondenzátoru**

Poklesem tlaku v kondenzátoru se sníží teplota [9], při které se odevzdává teplo ( $T_1$ ,  $T_2$  a  $T_3$ ). Účinkem je zvýšení všech čísel ve vztazích (1.3), čili zvýšení účinnosti všech částí oběhu. V článku [10] je jako nejběžnější chladicí médium v České republice uvedena voda. Ta bývá ochlazována buď v řece s dostatečným průtokem, nebo pomocí chladicí věže, popřípadě kombinací obou způsobů.

**d) Mezipřihříváním páry**

Pára vstupující do turbíny se nenechá expandovat úplně až na hodnotu tlaku v kondenzátoru, nýbrž po dosažení určitého mezitlaku se pára opět přivede do části kotle, který se nazývá přihřívák. Tam se pára při konstantním tlaku opět ohřeje a přivede se do dalšího stupně turbíny. Tímto způsobem se zvětší vliv oběhu *III* s největší účinností. To potom vede ke zvětšení účinnosti celého oběhu. V [9] je uvedeno, že přihříváním páry je možno zvýšit účinnost celého oběhu o 4 až 5 %.

**e) Teplárenské oběhy**

Využívá se energie páry vycházející z turbíny. Zatímco v kondenzační elektrárně zbytková energie odchází bez užítu prostřednictvím chladících věží do okolí, teplárna tuto energii využívá k vytápění bytů, ohřevu užitkové vody, či v technologických procesech průmyslových podniků. Tlak páry na výstupu turbíny bývá vyšší než u elektrárny bez teplárenských oběhů. Kombinovanou výrobou elektřiny a tepla (KVET) v teplárnách se ušetří až 33 % primárního paliva oproti oddělené výrobě elektřiny a tepla v elektrárnách, respektive výtopnách.

#### f) Binární oběhy

Kde je potřeba pohybovat se v oblasti vyšších teplot, může se využít lepších vlastností jiného média. Pro danou oblast se tedy zavede speciální okruh s jiným teplotnosným médiem. Může být využito např. lepších tepelných vlastností rtuti. Toto provedení není moc běžné, neboť kvůli negativním vlastnostem, jako je vysoká cena, či její jedovatost, nemusí vždy takovéto řešení vyhovovat.

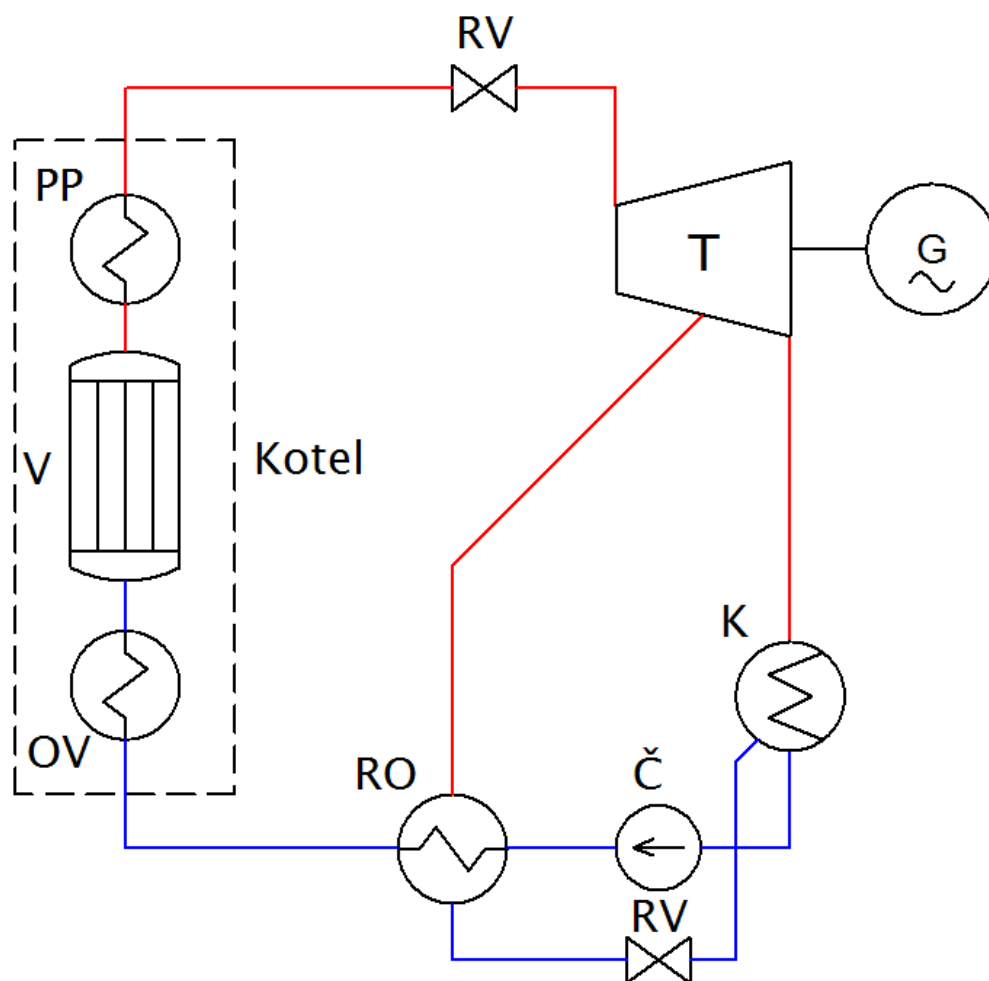
#### g) Regeneračním ohřevem napájecí vody

Velmi často se využívá regeneračních ohříváků, jimiž se předehtřívá napájecí voda vstupující do kotle. Z turbíny se odebere jisté množství páry, které expandovalo pouze z určité části. Dále je zavedeno do zmíněného regeneračního výměníku, kde je ohřívána napájecí voda. Takto se minimalizuje oběh *I*, který disponuje nejmenší účinností. I přes zhoršení účinnosti oběhu *III* celková účinnost celého oběhu při správném provedení stoupne. Obvykle je v elektrárně použito více regeneračních ohříváků řazených sériově. Vzhledem k tomu, že je v této práci regeneračním ohřívákům kladena větší pozornost. Je tomuto tématu věnována následující kapitola.

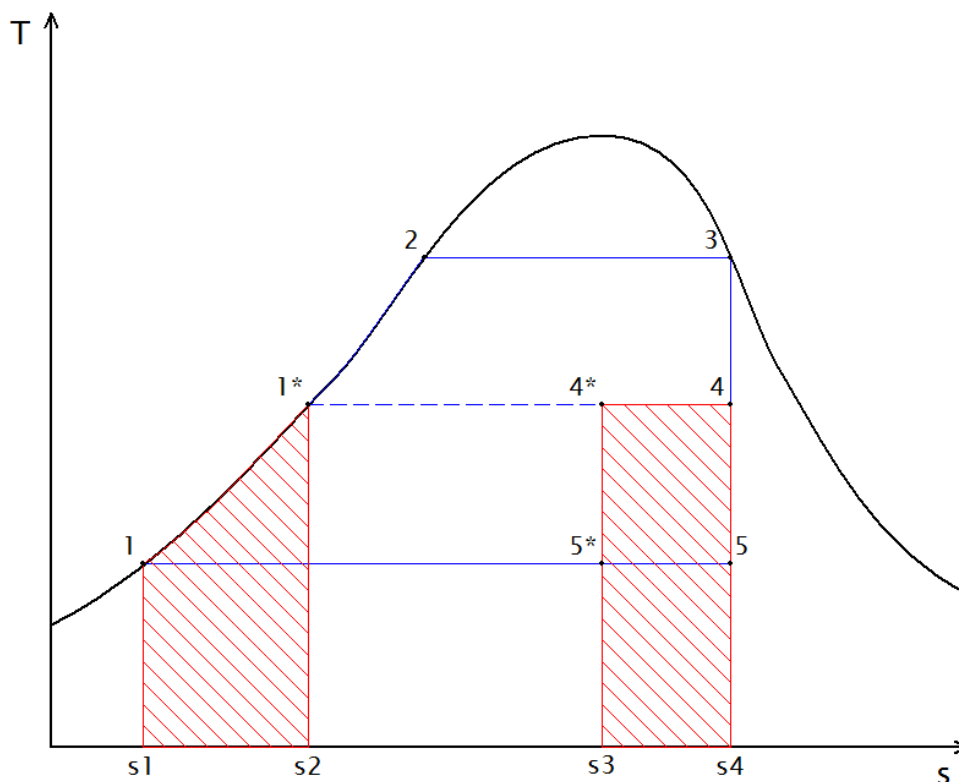
## 1.4 Regenerace tepla v kondenzační elektrárně

Mějme příklad elektrárenského oběhu s jedním regeneračním ohřívákem (obr. 1.4). Odbočkou z turbíny je odváděna částečně expandovaná pára. Ta prochází přes regenerační ohřívák (RO) a řídicí ventil (RV) do kondenzátoru (K), kde je míšena s ostatní párou, která expandovala v turbíně. Koloběh odpovídající právě jednomu RO je znázorněn v T-s diagramu na obrázku 1.5. T-s diagram je zjednodušený, nebere se v úvahu přehřívání páry. Oběh *1-2-3-5-1* by odpovídal případu bez RO. Pro různé tepelné výpočty a lepší znázornění principu regenerace tepla lze oběh s RO pochopit tak, že pára vstupující do turbíny částečně expanduje. Následně je veškerá pára přivedena do regeneračního ohříváku. Tam je jí odebráno teplo, které se spotřebuje na ohřev napájecí vody a potom může být opět všechna pára přivedena zpět do turbíny, kde případně proběhne expanze v dalším stupni turbíny. S tímto přístupem je možno expanzi popsat lomenou čarou, viz obr. 1.5. Plocha  $1-1^*-s2-s1-1$  je obsahově ekvivalentní ploše  $4^*-4-s4-s3-4^*$  a vyjadřuje teplo, které je nazýváno jako teplo regenerované. Ve skutečnosti ovšem

neodchází do ohřívačku veškerá pára vstupující do turbíny, nýbrž jen určitá část, která v RO úplně expanduje. Vzniklý kondenzát je pak přimícháván k napájecí vodě.



**Obr. 1.4:** Blokové schéma kondenzační elektrárny s regeneračním ohřívačkem



**Obr. 1.5: Elektrárenský oběh s regeneračním ohřevem**

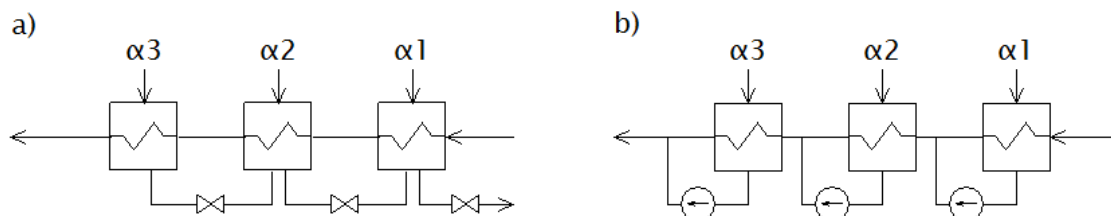
Hodnota, o kolik se zvýší účinnost zavedením regeneračních ohřeváků, závisí i na správném způsobu provedení. Jedním z hlavních parametrů je množství odvedené páry do ohříváku. To je možné, pro případ na obr. 1.5, určit z tepelné bilance ohříváku [7].

$$h_{1*} - h_1 = \alpha \cdot (h_4 - h_{1*}) \quad (1.4)$$

$\alpha$  je množství odebrané páry z turbíny a  $h$  jsou hodnoty entalpie v příslušných bodech T-s diagramu na obrázku 1.5.

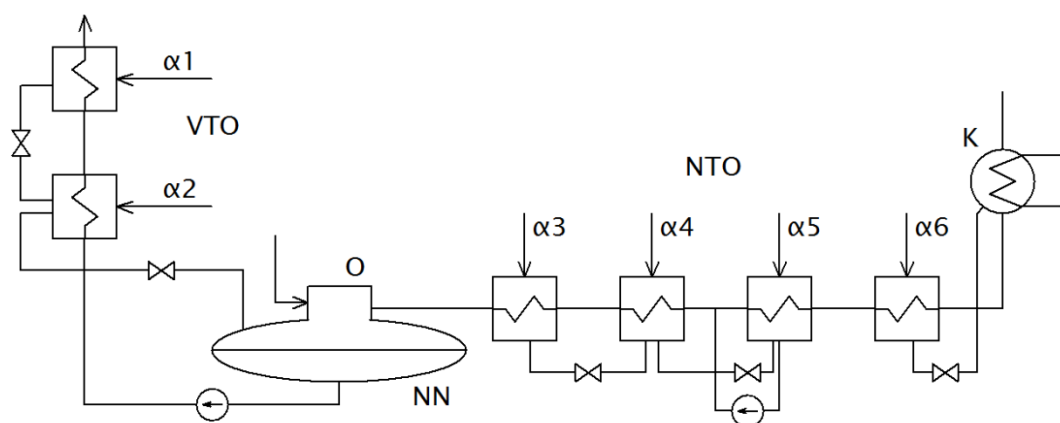
Jak již bylo zmíněno, pára vstupující do regeneračního ohříváku se přemění na kapalinu. Vzniklý kondenzát je pak přimícháván k napájecí vodě. To je možné provádět dvěma základními způsoby. Kaskádováním nebo přecerpáváním. Kaskádování je jednodušší, poskytuje ovšem horší termodynamické výsledky. Nevýhodou tohoto způsobu odvodu kondenzátu také je, že dochází k míšení kondenzátu s párou v tlakově níže položeném RO. Kondenzát v tlakově výše položeném ohříváku je logicky teplejší. Zejména při menším počtu RO bývají rozdíly teplot značné a dochází k nevratným ztrátám

míšením. S tímto problémem se u odvodu kondenzátu přečerpáváním nesetkáme. Kondenzát je totiž přidáván k napájecí vodě hned za vlastním ohřívákem. Na druhou stranu při přečerpávání se projevuje vlastní spotřeba energie použitých čerpadel.



Obr. 1.6: Základní principy odvodu kondenzátu. a) kaskádováním, b) přečerpáváním

V praxi většinou není využito jen jednoho způsobu odvodu kondenzátu, ale obvykle se základní principy, uvedené výše, kombinují. Ukázka, jak může vypadat reálné uspořádání regeneračního systému je na obrázku dole.



Obr. 1.7: Reálné uspořádání regeneračního systému

Nízkotlaké ohříváky (NTO) se nachází mezi kondenzátorem (K) a napájecí nádrží (NN) s odplyňovačem (O). Kondenzát prvních dvou NTO je kaskádován do následujícího NTO, kde je pak přečerpán za vlastní ohřívák. Kondenzát posledního NTO je odveden kaskádováním do kondenzátoru. Tam je míšen s kondenzátem vystupujícím z parní turbíny. Kondenzát vysokotlakých ohříváků (VTO) je kaskádován do NN, kde se přidává k napájecí vodě.



## 1.5 Konstrukční provedení regeneračního ohříváku napájecí vody

Jak je popsáno výše, úlohou regeneračního výměníku je předejít napájecí vodu vstupující do kotle, a tím zvýšit celkovou účinnost tepelného oběhu. Zdrojem tepla je pára odebraná z turbíny, která následně v ohříváku zkondenzuje. Regenerační ohřívák napájecí vody (RO) je tepelný výměník, kde pára (zdroj tepla) předává energii vodě. Základ RO tvoří svazek trubek, nejčastěji tvarovaných do písmena „U“. V těchto trubkách proudí napájecí voda. Celý svazek trubek je obklopen pláštěm, do kterého je přiváděna pára z odbočky turbíny. Zdrojové a ohřívané médium jsou od sebe odděleny stěnou trubky, jedná se tedy o rekuperační výměník. Většina RO je provozována jako protiproudé výměníky. Tím, že pára proudí opačným směrem než napájecí voda, dochází k mnohem lepším výsledkům tepelné výměny. Výstupní teplota napájecí vody je vyšší, než kdyby výměník byl konstruován jako souproudý. Jednotlivé RO se pak dělí dle tlaku proudícího média na nízkotlaké a vysokotlaké.

### a) Nízkotlaké (NTO)

Jsou umístěny mezi kondenzátorem a napájecí nádrží. Pára vstupující do pláště výměníku vystupuje z nízkotlaké části turbíny.

### b) Vysokotlaké (VTO)

Umísťují se až za napájecí nádrž ve směru proudění napájecí vody, před vstup do kotle. Pára je odebírána z vysokotlaké části turbíny. Trubky bývají navrženy pro tlak nejméně 10 MPa [20].

Dalším hlediskem rozdělení je pak poloha RO, rozlišujeme dva druhy ohříváků.

### a) Horizontální

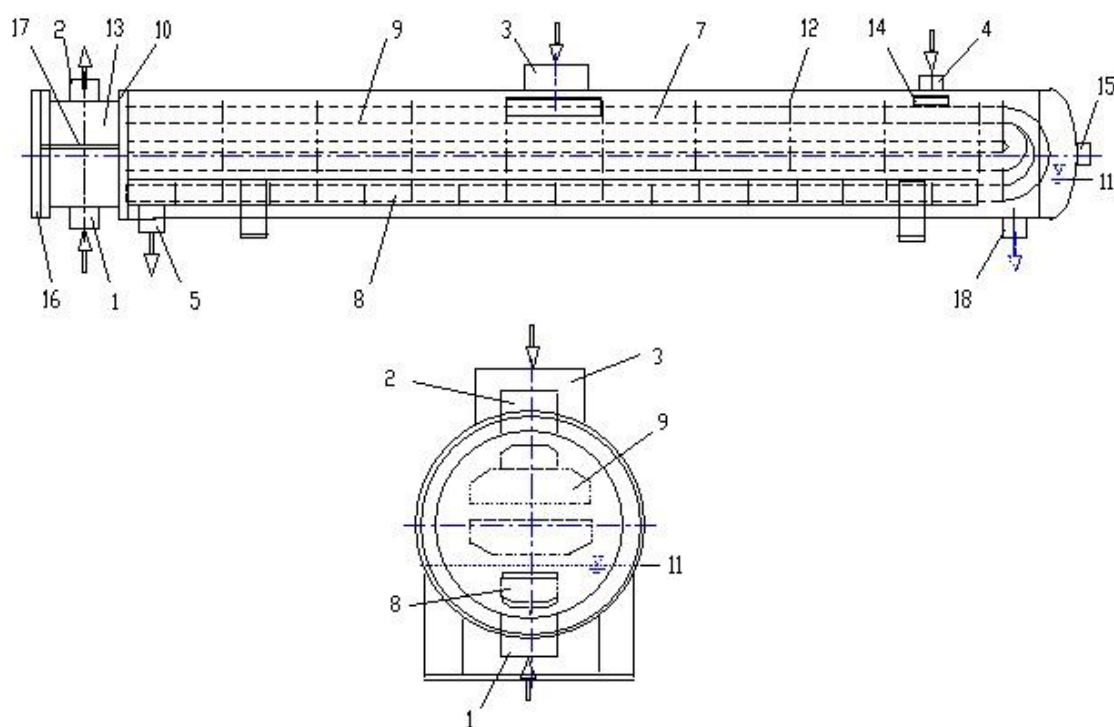
Tuto orientaci má většina RO. Jejich výhodou je dobrá regulace výšky hladiny kondenzátu a jednodušší demontáž. Naproti tomu zabírají více prostoru na podlaze.

### b) Vertikální

Nejsou tolik běžné, někdy se tato orientace využívá pro vysokotlaké ohříváky. Jsou výhodnější, co se týče úspory místa na podlaze, výška hladiny ale tím pádem více kolísá a regulace může být horší. Instalace a demontáž je oproti horizontálním RO o mnoho složitější.

### 1.5.1 Nízkotlaký regenerační ohřívák napájecí vody

Na obrázku 1.8 vidíme protiproudý nízkotlaký horizontální regenerační ohřívák napájecí vody. Napájecí voda proudí od přívodu na výstup uvnitř „U trubek“. Trubky jsou na obou koncích pevně přivařeny do trubkovnice a v určitých místech jsou přidržovány podpurnými konstrukcemi. Mezi pláštěm a svazkem trubek proudí pára předávající teplo napájecí vodě. Pára vstupuje do ohříváku, kde postupně kondenzuje a mění své skupenství na kapalné. Oblast, kde pára mění své skupenství, se nazývá kondenzační zóna (condensing zóna). V plášti se ještě nachází vstup pro kondenzát, pod kterým je umístěna nárazová deska sloužící především k prodloužení životnosti trubek. Tento vstup je využit při kaskádním způsobu odvádění kondenzátu. Jakmile pára zkondenzuje, stále předává teplo napájecí vodě. Tento děj probíhá v oblasti, která se nazývá podchlazovací zóna (subcooling zóna). Tuto zónu nemusí některé RO mít, ale vzhledem k lepším tepelným výsledkům ji často mívají. Každý RO je vybaven regulací odvodu kondenzátu pro udržování požadované výšky hladiny. Pro vizuální kontrolu bývá na výměníku umístěno průhledné okénko.

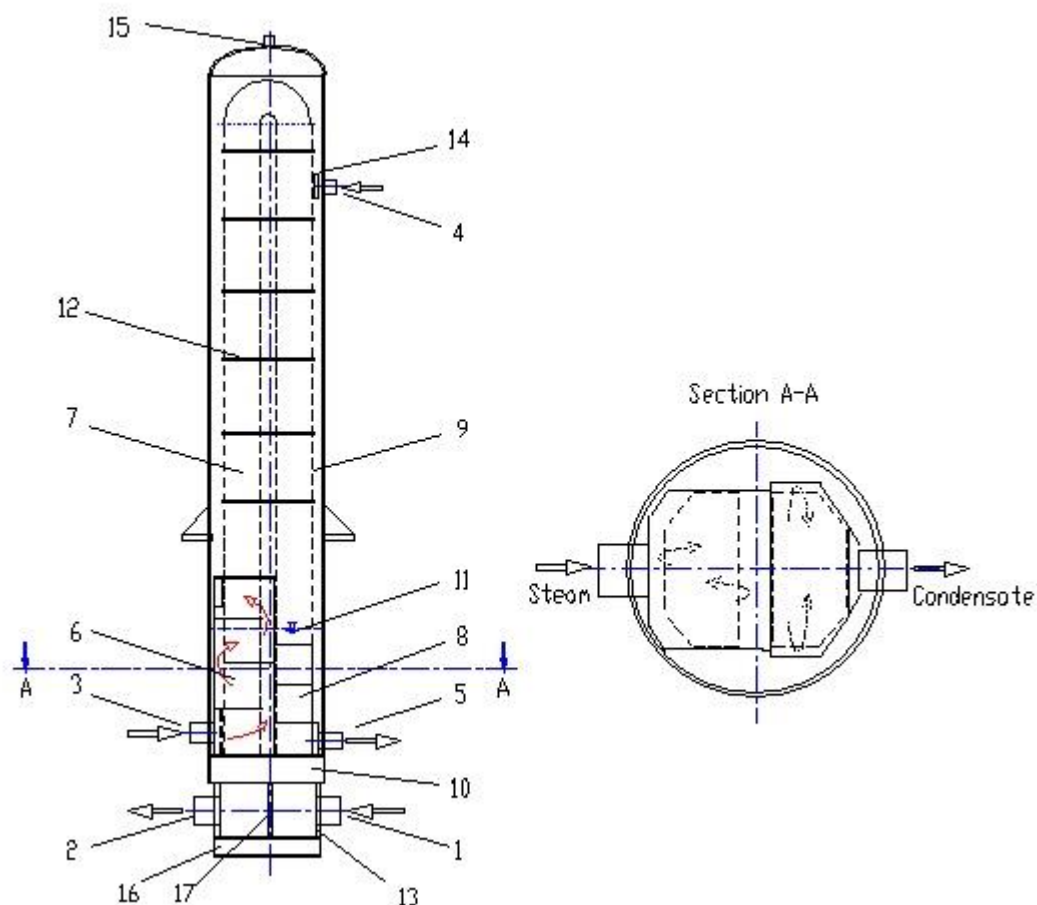


Obr. 1.8: Nízkotlaký regenerační ohřívák napájecí vody. [12]

1 – Přívod napájecí vody, 2 – Výstup napájecí vody, 3 – Přívod páry, 4 – Vstup pro kondenzát, 5 – Odtok kondenzátu, 7 – Condensing zóna, 8 – Subcooling zóna, 9 – Svazek trubek, 10 – Trubkovnice, 11 – Hlídání hladiny kondenzátu, 12 – Podpurné konstrukce, 13 – Vodní komora, 14 – Nárazová deska, 15 – Kontrolní okénko, 16 – Kryt, 17 – Oddělovací příčka, 18 – Pojistný ventil

### 1.5.2 Vysokotlaký regenerační ohřívák napájecí vody

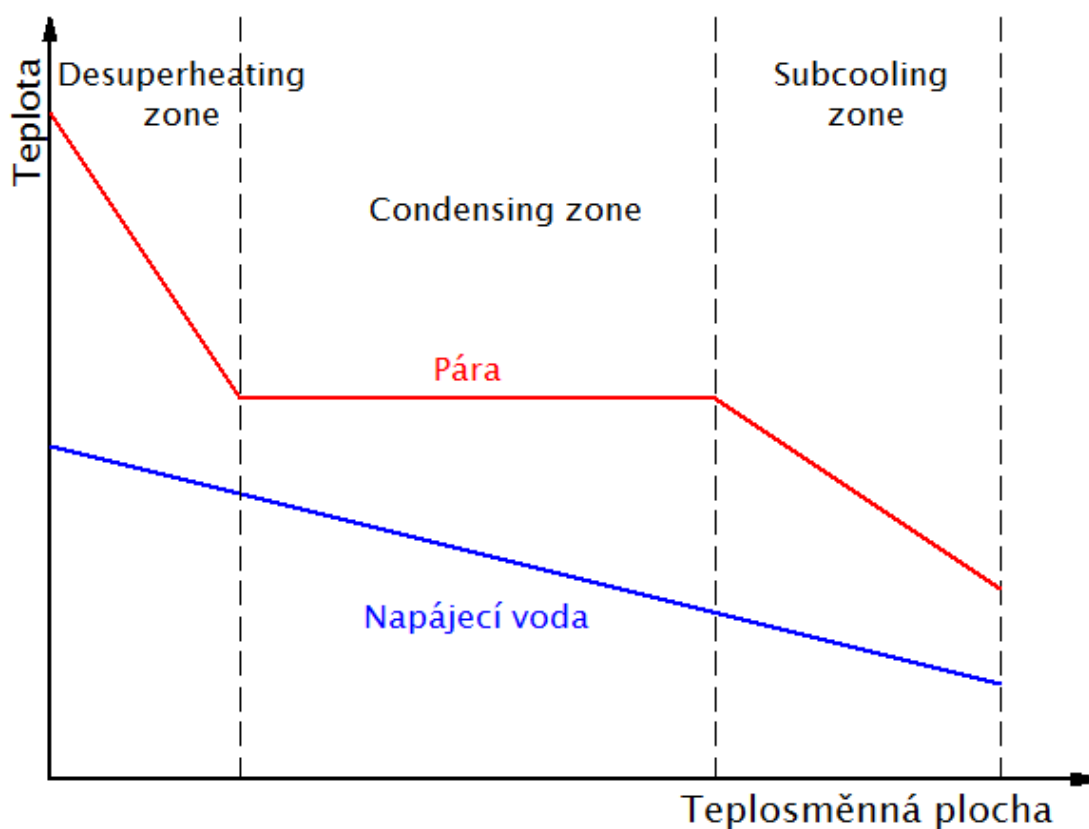
Konstrukce vysokotlakého regeneračního ohříváku se od nízkotlakého výrazně neliší. Hlavní rozdíl je v tom, že VTO bývá tří zónový. Kromě condensing a subcooling zóny, které najdeme i u NTO se zde nachází i tzv. desuperheating zóna. V této zóně se ochlazuje vstupní přehřátá pára na její saturační teplotu. Vlivem vhodně umístěných přepážek v této zóně pára neproudí pouze podél svazku trubek, ale prochází skrz svazek. Tímto se tato zóna zkrátí a dojde ke zmenšení rozměrů celého RO. Obdobného principu může být využito i v subcooling zóně.



Obr. 1.9: Vysokotlaký regenerační ohřívák napájecí vody. [12]

1 – Přívod napájecí vody, 2 – Výstup napájecí vody, 3 – Přívod páry, 4 – Vstup pro kondenzát, 5 – Odtok kondenzátu, 6 – Desuperheating zóna, 7 – Condensing zóna, 8 – Subcooling zóna, 9 – Svazek trubek, 10 – Trubkovnice, 11 – Hlídaní hladiny kondenzátu, 12 – Podpůrné konstrukce, 13 – Vodní komora, 14 – Nárazová deska, 15 – Kontrolní okénko, 16 – Kryt, 17 – Oddělovací přička, 18 – Pojistný ventil

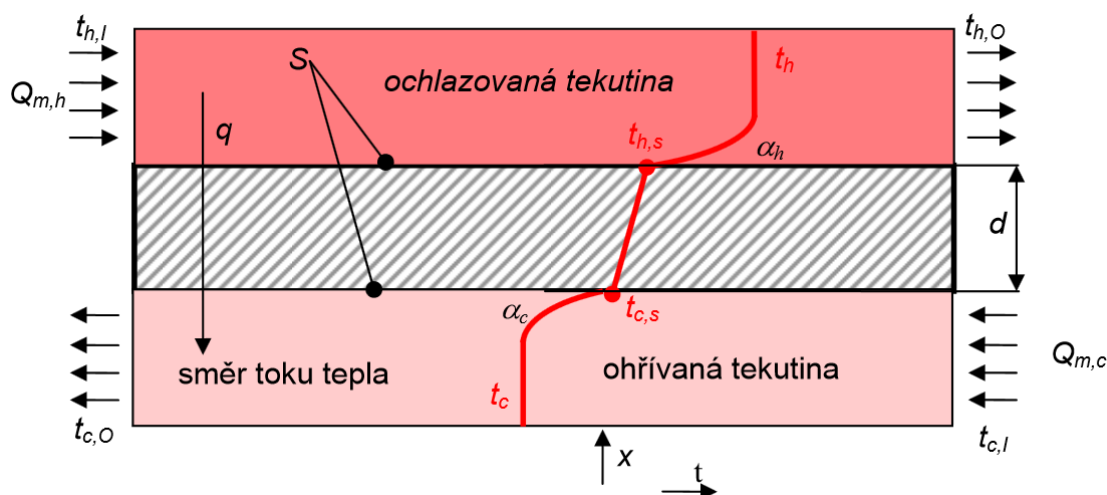
V desuperheating zóně dochází většinou k největšímu poklesu teploty na jednotku délky trubky. To je dáno jednak tím, že v této zóně má pára nejvyšší teplotu a také je dráha páry uměle prodloužena pomocí přepážek. V condensing zóně je teplota konstantní, rovna saturační teplotě páry. Jakmile se z páry stane kondenzát, teplota klesá i pod hranici saturační teploty, k tomu dochází v subcooling zóně. Teplota napájecí vody monotónně roste. Obecnou závislost teploty na teplosměnné ploše, respektive délce trubky pro tří zónový ohřívák můžeme vidět na obrázku 1.10. Závislost na obrázku je pro názornost linearizovaná, ve skutečnosti však lineární není.



Obr. 1.10: Linearizované rozložení teplot médií ve výměníku

## 2 Prostup tepla

Regenerační ohřívák si můžeme zjednodušeně představit jako dvě média oddělená pevnou bariérou, kterou tvoří stěna trubky. Při této představě dochází k dvojímu přestupu tepla a vedení tepla ve stěně kovové trubky, jak je znázorněno na obrázku 2.1. Teplejší tekutina předává teplo stěně trubky. Teplo prochází skrz stěnu a následně potom trubka dále předá teplo chladnější ohřívané tekutině.



Obr. 2.1: Prostup tepla pevnou stěnou [13]

### 2.1 Tepelný výkon

Výměnu tepla dvou nehybných těles lze popsat pomocí kalorimetrické rovnice. Jednoduchou úpravou této rovnice, která spočívá v záměně hmotnosti těles za hmotnostní průtoky tekutin, obdržíme vyjádření tepelného výkonu. Tepelný výkon je pro výměník tepla velmi důležitý parametr. Jednotkou je 1 watt. Pro teplejší tekutinu v ustáleném stavu tedy platí, že odevzdává tepelný výkon.

$$P_c = Q_{m,c} \cdot c_{p,c} \cdot (t_{c,o} - t_{c,l}) \quad (2.1)$$

$Q_{m,c}$  je průtok tekutiny,  $c_{p,c}$  její měrná tepelná kapacita a  $t_{c,o} - t_{c,l}$  vyjadřuje rozdíl teplot na vstupu a výstupu výměníku. Obdobně můžeme vyjádřit tepelný výkon, který přijímá ohřívané médium.

$$P_h = Q_{m,h} \cdot c_{p,h} \cdot (t_{h,o} - t_{h,l}) \quad (2.2)$$

V dokonale izolované soustavě, ve které nejsou žádné tepelné ztráty způsobené vyzařováním tepla do okolí, musí platit, že odevzdaný tepelný výkon teplejšího média je roven tepelnému výkonu přijatému chladnějším médiem. Respektive jejich absolutní hodnoty si musí být rovny, protože tekutina, jež odevzdává teplo, má na výstupu nižší teplotu než na vstupu. A tím je rozdíl krajních teplot záporný. Platí tedy:

$$P_c = -P_h \quad (2.3)$$

## 2.2 Prostup tepla skrz rovinnou stěnu

Vedení tepla nehybným prostředím ve směru tepelného toku v ose  $x$  popisuje *Fourierův zákon vedení tepla*.

$$P = -\lambda \cdot \frac{dt}{dx} \cdot S \quad (2.4)$$

$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$  vyjadřuje tepelnou vodivost materiálu.

Integrací vztahu (2.4) pro okrajové podmínky  $t = t_{c,s}$ ;  $x = x_0$  a  $t = t_{h,s}$ ;  $x = x_1$ , kde  $t_{c,s}$  a  $t_{h,s}$  jsou teploty stěny na příslušné straně tekutiny, dostaneme rovnici ve tvaru:

$$P = -\lambda \cdot \frac{t_{h,s} - t_{c,s}}{x_0 - x_1} \cdot S = \lambda \cdot \frac{t_{h,s} - t_{c,s}}{d} \cdot S \quad (2.5)$$

$d [m]$  značí tloušťku stěny a  $S [m^2]$  udává teplosměnnou plochu, pro kterou je tepelný výkon uvažován. Informaci o tom, jak kvalitní je přenos tepla mezi stěnou a médiem, určuje koeficient přestupu tepla  $\alpha [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$ . Pro obě strany stěny platí [11]:

$$P = \alpha_c \cdot (t_{c,s} - t_c) \cdot S \quad (2.6)$$

$$P = \alpha_h \cdot (t_h - t_{h,s}) \cdot S \quad (2.7)$$

Výše uvedené vztahy obsahují teploty stěny na obou krajích. To je pro praktické výpočty nevhodné, neboť tyto hodnoty jsou většinou neznámé a ani nebývají předmětem zájmu. Mnohem důležitější jsou střední teploty tekutiny. Kombinací rovnic (2.5), (2.6) a (2.7) se okrajové teploty stěny odečtou a získáme závislost tepelného výkonu

pouze na středních teplotách obou médií. Výslednou rovnici pro prostup tepla rovinnou stěnou můžeme psát ve tvaru:

$$P = \frac{(t_h - t_c)}{\frac{1}{\alpha_c} + \frac{d}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_h}} \cdot S = k \cdot S \cdot (t_h - t_c) \quad (2.8)$$

Převrácená hodnota jmenovatele se nazývá celkový koeficient prostupu tepla  $k$ . Tento parametr je určen jednak oběma přestupy mezi stěnou a tekutinami, ale také nese informaci o vedení tepla skrz pevnou stěnu.

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_c} + \frac{d}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_h}} [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}] \quad (2.9)$$

## 2.3 Prostup tepla skrz válcovou stěnu

V praxi je hodně nádob používaných pro tekutiny ve tvaru dutého válce. Z pevnostního hlediska nádoby takového tvaru snesou při stejné tloušťce stěny daleko větší tlak než například nádoba ve tvaru kvádrů. Typickým příkladem dutého válce je trubka.

Uvažujme trubku délky  $L$  o vnitřním poloměru  $r_{in}$  a vnějším poloměru  $r_{out}$ . Při osové symetrii teplotního pole je v cylindrických souřadnicích teplota závislá pouze na poloměru. Opět vyjdeme z *Fourierova zákona pro vedení tepla*.

$$P = -\lambda \cdot \frac{dt}{dr} \cdot S \quad (2.10)$$

Teplosměnná plocha je zde povrch válce, tedy  $S = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L$ . Uvažujme teplejší médium vně trubky. Po integraci s okrajovými podmínkami  $t = t_{c,s}$ ;  $r = r_{in}$  a  $t = t_{h,s}$ ;  $r = r_{out}$  a záměně poloměrů za průměry dostáváme rovnici ve tvaru:

$$P = 2 \cdot \pi \cdot L \cdot \lambda \cdot \frac{t_{h,s} - t_{c,s}}{\ln \frac{d_{out}}{d_{in}}} \quad (2.11)$$

Pro přenos mezi médiem a trubkou na obou stranách platí:

$$P = \alpha_c \cdot (t_{c,s} - t_c) \cdot \pi \cdot d_{in} \cdot L \quad (2.12)$$

$$P = \alpha_h \cdot (t_h - t_{h,s}) \cdot \pi \cdot d_{out} \cdot L \quad (2.13)$$

Po vyjádření rozdílů teplot a následném sečtení rovnic (2.11), (2.12), (2.13) získáme vztah popisující prostup tepla válcovou stěnou.

$$P = k_L \cdot (t_h - t_c) \cdot L \quad (2.14)$$

$k_L [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$  je označován jako délkový koeficient prostupu tepla.

$$k_L = \frac{\pi}{\frac{1}{\alpha_c \cdot d_{in}} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_{out}}{d_{in}} + \frac{1}{\alpha_h \cdot d_{out}}} \quad (2.15)$$

U tepelných výměníků je vždy snaha, aby přenášený tepelný výkon byl co největší. Z rovnic (2.8) a (2.14) lze jednoduše vyčíst, jakým způsobem lze lepšího přenosu tepla dosáhnout. První možností je zvýšení právě koeficientu prostupu tepla. To je možné hned několika způsoby. Například volbou vhodného materiálu s vysokou tepelnou vodivostí, jako je měď nebo hliník. Dále je ovlivněn tloušťkou stěny, proto se ve výměnících používají tenkostěnné trubky. Koeficient prostupu tepla je závislý na mnoha dalších faktorech, čím může být rychlost proudění tekutiny, či její teplota. Další možností, jak zvýšit přenášený výkon, je zvětšit teplosměnnou plochu. To se projevuje velkým počtem menších trubek, umístováním žebrovaných ploch apod.

## 2.4 Určení koeficientu prostupu tepla

Jak již bylo zmíněno, koeficient prostupu tepla charakterizuje přenos tepla z jednoho média do druhého přes pevnou stěnu. V tomto případě přes stěnu trubky. Jeho velikost je dána vztahem (2.15). Tepelná vodivost  $\lambda$  je dána materiálem, tloušťka stěny je též pevně daná. Problém nastává v určení jednotlivých koeficientů přestupu tepla  $\alpha$ , ty jsou závislé nejen na materiálových vlastnostech proudící tekutiny, ale také na typu proudění v blízkosti stěny. Záleží, zda je proudění tekutiny volné, či nucené, laminární, nebo turbulentní, vliv má zakřivení stěny, dochází-li k fázové změně, či nikoli, atd. Ovlivňujících faktorů je celá řada a není možné určit velikost koeficientu přestupu tepla jedním vztahem zahrnujícím veškeré vlivy. Proto se  $k$  téměř vždy určuje na základě vztahů vytvořených z praktických měření pro určitou úlohu. Tyto empirické vztahy nejsou odvozeny z fyzikálních zákonů, obsahují tzv. bezrozměrová kritéria podobnosti, na základě kterých je sdílení tepla prouděním popsáno.



### 2.4.1 Bezrozměrová kritéria podobnosti

Různé zdroje [11], [13] uvádějí několik kritérií podobnosti. Ty základní budou popsány v této kapitole. Mohou existovat i jiná určující kritéria, ale ty většinou bývají kombinací ostatních kritérií.

Jedním z nejběžnějších je **Reynoldsovo číslo**, které vyjadřuje poměr setrvačných a viskózních sil.

$$Re = \frac{v \cdot l}{\nu}, \quad (2.16)$$

kde  $v$  je rychlost proudění tekutiny,  $\nu$  kinematická viskozita a  $l$  je označován jako charakteristický délkový rozměr. Při proudění tekutiny v trubce je charakteristickým délkovým rozměrem průměr trubky. Jestliže tekutina proudí mezi dvěma souosými trubkami, její průtočný průřez má tvar mezikruží. Potom se za  $l$  dosadí ekvivalentní průměr  $d_{ekv}$ , který je dán vztahem (2.17).

$$d_{ekv} = \frac{4 \cdot S}{O}, \quad (2.17)$$

kde  $S$  je průtočný průřez a  $O$  obvod průřezu trubky smočený tekutinou. Velikostí  $Re$  můžeme rozhodnout, zda se jedná o laminární nebo turbulentní proudění. Literatura [14] uvádí, že při  $Re < 2300$  dochází k laminárnímu proudění, když  $2300 < Re < 10000$ , pak se jedná o přechodovou oblast. Jestliže  $Re > 10000$ , mluvíme již o turbulentním proudění.

Další z podobnostních kritérií je **Pécletovo kritérium**.

$$Pe = \frac{v \cdot l}{a} \quad (2.18)$$

Za  $a$  se dosazuje teplotní vodivost. V některých případech se využívá poměru mezi Reynoldsovým a Pécletovým kritériem. Obě kritéria obsahují v čitateli součin rychlosti proudění tekutiny a charakteristického rozměru, který se v poměru zkrátí. Obdržíme nové kritérium, které je závislé pouze na materiálových vlastnostech tekutiny. Toto kritérium je nazýváno **Prandtlovo**.

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a} \quad (2.19)$$

**Greatzovo kritérium** využívané zejména při laminárním proudění potrubím je součin Pécletova čísla a podílu průměru a délky trubky.

$$Gz = Pe \cdot \frac{d}{L} \quad (2.20)$$

**Grashofovo kritérium** je dáno poměrem vztakových a viskózních sil. Toto číslo vyjadřuje vliv gravitace na proudění tekutiny.

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu}, \quad (2.21)$$

kde  $\beta$  je koeficient teplotní objemové roztažnosti.

**Fourierovo kritérium** je vyjádřeno následující závislostí:

$$Fo = \frac{l^2}{a \cdot \tau} \quad (2.22)$$

Časovou konstantu  $\tau$  lze popsat jako čas trvání sdílení tepla prouděním. Fourierovo číslo, pak může být použito pro popis i neustáleného proudění.

Stěžejním kritériem pro určení koeficientu přestupu tepla je Nusseltovo kritérium, jelikož definice tohoto kritéria zmiňovaný koeficient  $\alpha$  obsahuje. Při znalosti Nusseltova čísla je tedy možné vyjádřením z rovnice součinitel přestupu tepla určit.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (2.23)$$

U výše zmíněných kritérií je potřeba dát si pozor na správné rozlišení značek použitých veličin. To se týká hlavně rychlosti proudění tekutiny, kterou označujeme  $v$  („vé“) a kinematické viskozity  $\nu$  označovanou řeckým písmenem „ný“. Obdobně je nutné rozlišit teplotní vodivost  $a$  a koeficient přestupu tepla  $\alpha$  („alfa“). Nusseltovo číslo je obecně funkcí výše uvedených kritérií v závislosti na konkrétním případě proudění.

$$Nu = f(Re, Pe, Gr, \dots)$$

Například literatura [11] nebo [14] uvádí některé empirické vztahy pro určení  $Nu$  v konkrétních případech včetně příkladů výpočtů. Pro regenerační ohříváky jsou nejdůležitější výpočty koeficientů přestupu tepla pro nucené proudění bez fázové přeměny a pro kondenzaci páry. Tyto případy jsou uvedeny níže.

## 2.4.2 Součinitel přestupu tepla pro nucené proudění bez fázové přeměny

Kriteriální rovnice pro nucené proudění se liší dle charakteru proudění. Rozlišujeme rovnice pro laminární proudění, pro přechodovou oblast a pro turbulentní proudění.

### a) Laminární proudění

U laminárního proudění při menším  $Re$  může mít vliv na nucené proudění i proudění volné, které je popsáno *Grashofovým číslem*. Proto se v některých kriteriálních rovnicích  $Gr$  objevuje. *Nusseltovo číslo* je při laminárním proudění možno vypočítat například podle některé z následujících rovnic:

$$Nu = 0,17 \cdot Re^{0,33} \cdot Pr^{0,43} \cdot Gr^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0,25} \quad (2.24)$$

Tato rovnice dává dobré výsledky pro  $Re \leq 2300$  a  $\frac{L}{d} \geq 50$ .  $Nu$  je možné spočítat též z *Hausenovy rovnice pro laminární proudění*:

$$Nu = 3,66 + \frac{0,19 \cdot Gr^{0,8}}{1 + 0,117 \cdot Gr^{0,467}} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14}, \quad (2.25)$$

kde  $\eta$  je dynamická viskozita tekutiny pro její střední teplotu a  $\eta_w$  pro teplotu stěny trubky. Vztah je vhodný pro  $0,1 < Gr < 10000$ . Na závěr uvedeme *Tateovu rovnici pro laminární proudění* vhodnou pro menší průměry trubek a  $Gr > 100$ .

$$Nu = 1,86 \cdot Gr^{1/3} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14} \quad (2.26)$$

### b) Přechodová oblast

Pro přechodovou oblast se uvádí *Hausenova rovnice pro přechodovou oblast proudění*:

$$Nu = 0,116 \cdot (Re^{2/3} - 125) \cdot Pr^{1/3} \cdot \left[1 + \left(\frac{d}{L}\right)^{2/3}\right] \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14} \quad (2.27)$$

Uvádí se, že tuto rovnici lze použít pro  $2100 < Re < 10000$ .

### c) Turbulentní proudění

Oblast turbulentního proudění popisuje *Dittusova-Boelterova rovnice*.

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14} \quad (2.28)$$

Rovnici je vhodné použít pro podmínky  $0,7 < Pr < 170$ ;  $\frac{L}{d} > 50$ ;  $10^4 < Re < 2 \cdot 10^6$ . Nejpřesnějších výsledků tato rovnice dosahuje v oblasti  $1,2 < Pr < 1,4$ , kde se výsledky liší o asi  $\pm 10\%$  od naměřených hodnot [21]. Pro  $Pr \approx 0,7$  bývají vypočtené hodnoty až o 20% vyšší, pro  $Pr > 7$  pak může být chyba vztahu až  $-20\%$ . V turbulentní oblasti je možné  $Nu$  určit i ze vztahu, který definoval Petuchov.

$$Nu = \frac{\frac{f}{8} Re \cdot Pr}{1,07 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{f}{8}} \left( Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)}, \quad (2.29)$$

$$\text{kde } f = (1,82 \cdot \log Re - 1,64)^{-2} \quad (2.30)$$

Uvádí se, že chyba Petuchovy rovnice je  $\pm 6\%$  pro rozsah  $10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$  a  $0,5 < Pr < 200$ . To je v této problematice velmi dobrý výsledek. I když je Petuchova rovnice přesnější, někdy se používá rovnice (2.28), kvůli své jednoduchosti. Pro prvotní odhad hodnoty počítané na kalkulačce zcela postačí.

Pokud se teplota stěny trubky příliš neliší od střední teploty protékajícího média, pak lze člen  $\left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14}$  obsažený v kritériálních rovnicích vynechat, protože jeho hodnota se blíží jedné.

### 2.4.3 Součinitel přestupu tepla při kondenzaci páry

Dojde-li ke styku páry a stěny trubky o nižší teplotě, než je saturační teplota pro daný tlak, dochází ke kondenzaci páry na povrchu trubky. Druh kondenzace závisí na tom, jestli stěna trubky vzniklým kondenzátem smáčí nebo naopak nesmáčí. V prvním případě kondenzát na stěně trubky vytváří souvislý film. Podle toho se pak taková kondenzace nazývá *filmová*. Jestliže kondenzát trubku nesmáčí, objevují se na povrchu oddělené kapky. Mluvíme o *kapkové kondenzaci*.

Pro výpočet součinitele přestupu tepla při filmové kondenzaci se používá následující rovnice.

$$Nu = c \cdot \left( \frac{l_0^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot h_{fg}}{\eta \cdot \lambda \cdot \Delta T} \right)^{0,25} \quad (2.31)$$

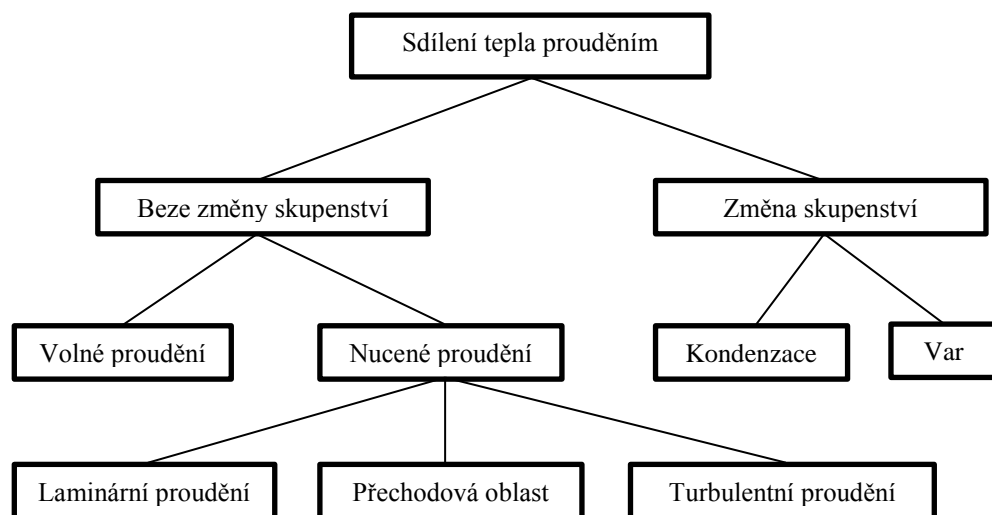
Pro svislou trubku  $c = 0,943$  a charakteristickým rozměrem je délka trubky. Pro trubku umístěnou vodorovně  $c = 0,73$  a za  $l_0$  se dosazuje její průměr. Látkové vlastnosti obsažené v rovnici jsou vztaženy ke kapalnému kondenzátu.  $h_{fg}$  označuje měrnou entalpii fázové přeměny páry na kondenzát.  $\Delta T$  je rozdíl teploty kondenzace a povrchu stěny. Výsledný součinitel přestupu tepla při kondenzaci bývá zpravidla o řád vyšší než při proudění homogenní tekutiny. V některých případech se jako odhad součinitele přestupu tepla při filmové kondenzaci používá  $\alpha = 10000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Při kapkové kondenzaci se na kondenzačním povrchu tvoří kapky, a tak nikdy není celý povrch souvisle pokryt kondenzátem. To je důvodem menšího odporu proti přestupu tepla a tím většího součinitele přestupu tepla, než u filmové kondenzace. Jako kritériální rovnice se používá (2.31), čímž získáme dolní hranici součinitele. Výsledný koeficient přestupu tepla se pak volí o něco vyšší.

#### 2.4.4 Shrnutí obecného výpočtu součinitele prostupu tepla

K určení součinitele prostupu tepla  $k$  musíme nejdříve určit oba součinitele přestupu tepla  $\alpha$ . Při výpočtu součinitele přestupu tepla vždy nejprve musíme rozhodnout, o jaký typ konvekce se jedná. K tomu může pomoci například obrázek 2.2.

Dle typu konvekce vybereme vhodný empirický vztah a zkontrolujeme, zda podmínky platnosti dovolují daný vztah použít. Pokud ano, nalezneme potřebné materiálové vlastnosti v tabulkách a spočítáme kritéria podobnosti nutná pro výpočet Nusseltova čísla. Po výpočtu Nusseltova čísla vyjádříme součinitel přestupu tepla z rovnice (2.23) a spočítáme jeho hodnotu. Celkový koeficient prostupu tepla lze potom určit dle vztahu (2.9), popřípadě (2.15).



**Obr. 2.2:** Určení typu proudění

### 3 Přístupy k popisu regeneračního ohříváku

Výše popisovaný tepelný výměník je ve své podstatě svazek velkého množství trubek. Za předpokladu, že každá trubka má stejné parametry, to znamená stejné fyzické rozměry (délka, průměr, tloušťka), a v každé trubce je stejný hmotnostní průtok média. Pak po přepočítání vstupních parametrů na jednu trubku je možno výměník popsat právě pomocí jediné trubky. Pro popis různých tepelných výměníků, ve kterých dochází ke změně fáze alespoň jednoho média, se využívá několika různých přístupů.

První přístup je založen na rozdělení média výměníku do tří hlavních částí, desuperheating, condensing a subcooling zóny. Tento popis lze v anglické literatuře najít pod názvem moving boundary model. Na rozdíl od skutečného ohříváku, kde jednotlivé zóny jsou pevně dané konstrukcí RO, je tento model založen na pohyblivých hranicích mezi jednotlivými zónami. Pozice zón tedy patří mezi stavové proměnné modelu. Model je popsán soustavou diferenciálních rovnic upravených pro příslušnou zónu. Díky tomuto přístupu lze popsat dynamiku systému, jejíž výpočet je poměrně rychlý ve srovnání s podobnými modely založenými na jiném přístupu popisu. Nevýhodou může být nemožnost sledovat dynamiku v libovolné části výměníku. Pro většinu úloh jsou ale důležité pouze body, kde jsou umístěna čidla, tzn. na vstupu a výstupu výměníku. A v těchto místech takovýto model dynamiku popisuje.

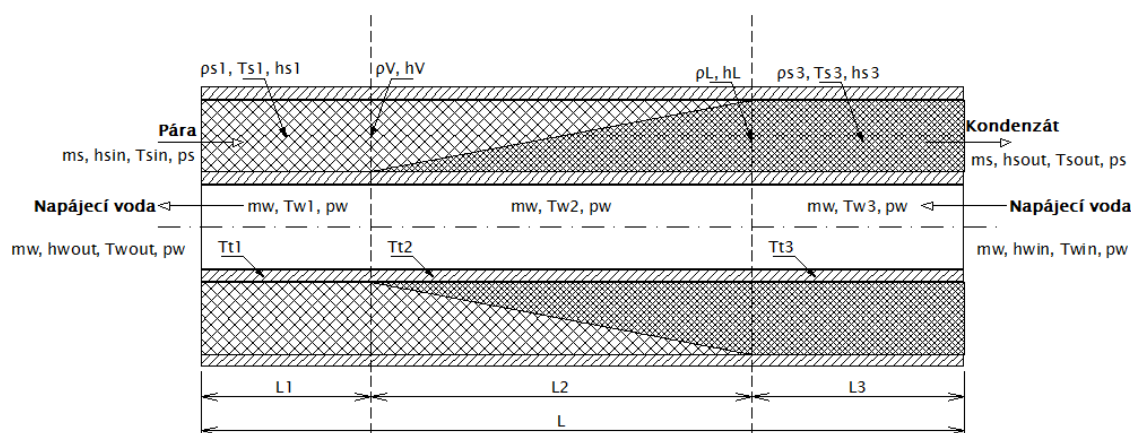
Další přístup je znám pod pojmem model s rozloženými parametry. Ten je založený na rozčlenění výměníku do několika elementů. Následně se pro každý element řeší tepelná výměna, která je popsána diferenciálními rovnicemi. Výsledkem je tedy určení vlastností média v každém elementu. To umožňuje sledování tepelného zatížení téměř v libovolném bodě výměníku. Takovýmto způsobem je možné vytvořit velmi přesný model, který se od reality příliš neliší. Jeho slabou stránkou je výpočetní náročnost. Zvláště při popisu většího komplexu, jakým je například celá elektrárna skládající se z jednotlivých komponent, může být dlouhý čas výpočtu velmi nevhodný. Nicméně technický vývoj jde stále kupředu a s vyšším výkonem výpočetních jednotek se doba výpočtu stále zkracuje. Je tedy možné, že v blízké budoucnosti bude tato nevýhoda opomenuta.

V práci je popsán ještě přístup založený na vhodném odhadu výstupní teploty jednoho z médií. V principu se jedná o iterační metodu. Obdobně jako u metody s roz-

loženými parametry je výpočet prováděn po jednotlivých elementech, do kterých je výměník rozdělen. Provedené výpočty jsou jednodušší, jelikož vztahy popisující tepelnou výměnu nejsou v diferenciálním tvaru. Platí ale pouze pro ustálený stav proudících tekutin.

### 3.1 Moving boundary

Hlavní myšlenka takového modelu tkví v pohyblivosti hranic jednotlivých zón výměníku. V českých publikacích se tento přístup objevuje velice vzácně, zabývá se jím ale několik zahraničních článků, např. [15] nebo [16]. Pro každou zónu jsou sestaveny rovnice energetické a hmotnostní bilance média. Model počítá se středními hodnotami entalpie, hustoty a teploty příslušných pro každou zónu. Předpokládáme, že média proudí pouze v přímém směru, čili ve směru z.



Obr. 3.1: Zjednodušený regenerační ohřívák

Obecný tvar rovnic pro hmotnostní bilanci média, ze kterých jsou pak odvozeny rovnice pro řešený problém, mají následující tvar:

$$\frac{\partial(\rho \cdot A_{cs})}{\partial t} = \mp \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} \quad (3.1)$$

Uvažujeme-li pouze kolmé přenášení tepla z média do stěny trubky, pak přenos tepla vedením a sáláním v podélném směru může být zanedbáno. Při zanedbání i viskózního napětí a uvažování proudění média pouze ve směru z můžeme rovnici energetické bilance média psát ve tvaru (3.2).



$$\frac{\partial(\rho \cdot h \cdot A_{cs})}{\partial t} = \mp \frac{\partial(\dot{m} \cdot h)}{\partial z} \pm Q + \frac{\partial(p \cdot A_{cs})}{\partial t} \quad (3.2)$$

Interakci s trubicou tvoří její energetická bilance.

$$m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{\partial T_t}{\partial t} = Q_{dodané} - Q_{odevzdané} \quad (3.3)$$

Symbolsy v rovnicích značí následující veličiny. Hustota média  $[\rho] = kg \cdot m^{-3}$ , čas  $[t] = s$ , měrná entalpie  $[h] = J \cdot kg^{-1}$ , tlak  $[p] = Pa$ , průtočný průřez  $[A] = m^2$ , tepelný výkon na jednotku délky  $[Q] = W \cdot m^{-1}$ .

Bilanční rovnice jsou závislé na směru proudění média. Pro vnější médium platí v rovnicích (3.1) a (3.2) horní znaménko. Pro vnitřní stranu vlivem opačného proudění tekutiny platí znaménko spodní. Nyní můžeme sestavit rovnice pro obě média v každé zóně.

### 3.1.1 Hmotnostní bilance vnějšího média

Rovnici hmotnostní bilance pro první zónu vnějšího média získáme integrací vztahu (3.1) od 0 do  $L_1$ .

$$\int_0^{L_1} \frac{\partial(\rho \cdot A)}{\partial t} dz = - \int_0^{L_1} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} dz \quad (3.4)$$

Za předpokladu konstantního hmotnostního průtoku v celé délce výměníku je pravá strana rovnice (3.4) nulová. Na levou stranu můžeme aplikovat Leibnitzovo pravidlo [17]. Označíme-li střední hodnotu hustoty v první zóně  $\rho_{s1}$ , pak dosazením  $\rho(L_1) = \rho_V$  dostaneme rovnici ve tvaru:

$$L_1 \cdot \frac{d\rho_{s1}}{dt} + (\rho_{s1} - \rho_V) \cdot \frac{dL_1}{dt} = 0 \quad (3.5)$$

Hustota je zde funkcí tlaku a entalpie, proto můžeme psát  $\rho_{s1} = \rho_{s1}(p(t), h_1(t, T))$ . Střední entalpie média v první zóně je dána aritmetickým průměrem entalpií na okraji zóny, tedy  $h_{s1} = \frac{1}{2} \cdot (h_{sin} + h_V)$ . Derivaci  $\frac{d\rho_{s1}}{dt}$  pak lze pomocí řetízkového pravidla rozepsat následujícím způsobem:

$$\frac{d\rho_{s1}}{dt} = \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial p} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_{s1}}{dt} = \left( \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_V}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_{sin}}{dt} \quad (3.6)$$

Dosazením takto rozepsané derivace do výše uvedené rovnice (3.5) získáme výslednou hmotnostní bilanci vnějšího média pro první zónu.

$$L_1 \cdot \left[ \left( \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_V}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_{sin}}{dt} \right] + (\rho_{s1} - \rho_V) \cdot \frac{dL_1}{dt} = 0 \quad (3.7)$$

Hmotnostní bilanci druhé zóny získáme opět integrací rovnice (3.1), tentokrát ale od  $L_1$  do  $L_1 + L_2$ .

$$\int_{L_1}^{L_1+L_2} \frac{\partial(\rho \cdot A)}{\partial t} dz = - \int_{L_1}^{L_1+L_2} \frac{\partial \dot{m}}{\partial z} dz \quad (3.8)$$

Při platnosti stejných předpokladů jako při odvození hmotnostní bilance pro první zónu a  $\rho(L_1 + L_2) = \rho_L$  dostaneme rovnici ve tvaru:

$$L_2 \cdot \frac{d\rho_{s2}}{dt} + (\rho_V - \rho_L) \cdot \frac{dL_1}{dt} + (\rho_{s2} - \rho_L) \cdot \frac{dL_2}{dt} = 0 \quad (3.9)$$

Střední hustotu druhé zóny  $\rho_{s2}$  lze popsat pomocí bezrozměrného koeficientu  $\gamma$ , který je podobně jako koeficient přestupu tepla určován pomocí empirických vztahů založených na výsledcích měření. Hustotu a následně její derivaci můžeme vyjádřit takto:

$$\rho_{s2} = \gamma \cdot \rho_V + (1 - \gamma) \cdot \rho_L \quad (3.10)$$

$$\frac{d\rho_{s2}}{dt} = \left( \gamma \cdot \frac{d\rho_V}{dp} + (1 - \gamma) \cdot \frac{d\rho_L}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} \quad (3.11)$$

Dosazením do původní rovnice obdržíme výslednou rovnici pro hmotnostní bilanci ve druhé zóně tepelného výměníku.

$$L_2 \cdot \left( \gamma \cdot \frac{d\rho_V}{dp} + (1 - \gamma) \cdot \frac{d\rho_L}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} + (\rho_V - \rho_L) \cdot \frac{dL_1}{dt} + \gamma \cdot (\rho_V - \rho_L) \cdot \frac{dL_2}{dt} = 0 \quad (3.12)$$

Postup odvození hmotnostní bilance pro třetí zónu je velmi podobný jako v případě první zóny. Liší se pouze v okrajových podmínkách. Rovnici hmotnostní bilance pro třetí zónu získáme integrací obecné rovnice (3.1) od  $L_1 + L_2$  do  $L$ . Střední entalpii v této zóně popíšeme jako aritmetický průměr hodnot entalpie na okrajích zóny  $h_{s3} = \frac{1}{2} \cdot (h_L + h_{sout})$ . Derivaci  $\frac{d\rho_{s3}}{dt}$  lze opět rozepsat pomocí řetízkového pravidla do tvaru:

$$\frac{d\rho_{s3}}{dt} = \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial p} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_{s3}}{dt} = \left( \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_L}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_{sout}}{dt} \quad (3.13)$$

Výsledná rovnice pro hmotnostní bilanci vnějšího média ve třetí zóně regeneračního ohříváku vypadá takto:

$$L_3 \cdot \left[ \left( \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_L}{dp} \right) \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_{sout}}{dt} \right] + (\rho_L - \rho_{s3}) \cdot \left( \frac{dL_1}{dt} + \frac{dL_2}{dt} \right) = 0 \quad (3.14)$$

### 3.1.2 Energetické bilance vnějšího média

Při odvození energetických bilancí vnějšího média předpokládáme, stejně jako u odvozování hmotnostních bilancí, konstantní průtočný průřez a hmotnostní průtok po celé délce ohříváku. Dále uvažujeme tlakovou ztrátu jako nevýznamnou, a tudíž ji zanedbáme. Tepelný tok na jednotku délky označovaný v rovnici (3.2)  $Q$  lze vyjádřit následujícím vztahem:

$$Q = \alpha_{ex} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_t - T_s) \quad (3.15)$$

Energetickou bilanci pro první zónu získáme integrací rovnice (3.2) od 0 do  $L_1$ .

$$\int_0^{L_1} \frac{\partial(\rho \cdot h \cdot A)}{\partial t} dz - \int_0^{L_1} \frac{\partial(P \cdot A)}{\partial t} dz = \int_0^{L_1} \alpha_{ex} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_t - T_s) dz - \int_0^{L_1} \frac{\partial(\dot{m} \cdot h)}{\partial z} dz \quad (3.16)$$

Po provedení integrace pravé strany získáme rovnici v následujícím tvaru.

$$A_{cs} \cdot \left( \int_0^{L_1} \frac{\partial(\rho \cdot h)}{\partial t} dz - \int_0^{L_1} \frac{\partial P}{\partial t} dz \right) = \alpha_{ex1} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_{t1} - T_{s1}) + \dot{m}_s \cdot (h_{sin} - h_V) \quad (3.17)$$

Na oba členy levé strany rovnice použijeme Leibnitzovo pravidlo. Střední hodnota entalpie v první zóně  $h_{s1}$  je brána jako aritmetický průměr okrajových hodnot zóny. Výraz  $\frac{d\rho_{s1}}{dt}$  je počítán pomocí řetízkového pravidla, viz vztah (3.6). Po dosazení těchto výrazů do původní rovnice a provedení několika úprav, aby se ve výsledné rovnici objevovaly časové derivace pouze stavových proměnných, obdržíme konečnou podobu rovnice pro energetickou bilanci první zóny regeneračního ohříváku.

$$\begin{aligned} & \frac{A_{cs}}{2} \cdot \left[ (\rho_{s1} \cdot (h_{sin} + h_V) - 2 \cdot \rho_V \cdot h_V) \cdot \frac{dL_1}{dt} + \left( \rho_{s1} \cdot L_1 + \frac{1}{2} \cdot L_1 \cdot (h_{sin} + h_V) \right) \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \right] \cdot \\ & \frac{dh_{sin}}{dt} + L_1 \cdot \left( \rho_{s1} \cdot \frac{dh_V}{dp} + (h_{sin} + h_V) \cdot \left( \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s1}}{\partial h_{s1}} \cdot \frac{dh_V}{dp} \right) - 2 \right) \cdot \frac{dp}{dt} \Big] = \alpha_{ex1} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot \\ & (T_{t1} - T_{s1}) + \dot{m}_s \cdot (h_{sin} - h_V) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Integrací v mezích druhé zóny a následným použitím Leibnitzova pravidla získáme energetickou bilanci pro druhou zónu. Střední hustota je vyjádřena opět pomocí koeficientu  $\gamma$ , jak tomu bylo i u hmotnostní bilance vnějšího média v druhé zóně, viz vztahy (3.10) a (3.11). Výsledná energetická bilance pak může být např. v následujícím tvaru:

$$A_{cs} \cdot \left[ L_2 \cdot \left( (1 - \gamma) \cdot \left( \rho_L \cdot \frac{dh_L}{dp} + h_L \cdot \frac{d\rho_L}{dp} \right) + \gamma \cdot \left( \rho_V \cdot \frac{dh_V}{dp} + h_V \cdot \frac{d\rho_V}{dp} \right) - 1 \right) \cdot \frac{dp}{dt} + \right. \\ \left. (\rho_V \cdot h_V - \rho_L \cdot h_L) \cdot \frac{dL_1}{dt} + \gamma \cdot (\rho_V \cdot h_V - \rho_L \cdot h_L) \cdot \frac{dL_2}{dt} \right] = \alpha_{ex2} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_{t2} - T_{s2}) + \\ \dot{m}_s \cdot (h_V - h_L) \quad (3.19)$$

Energetickou bilanci třetí zóny získáme stejným postupem, jaký byl použit při odvození bilance první zóny. Integrační meze nyní jsou  $L_1 + L_2$  a  $L$ . Střední entalpie je opět nahrazena aritmetickým průměrem krajních hodnot zóny. Derivace střední hustoty je vyjádřena v (3.13). Konečnou rovnici energetické bilance vnějšího média pro třetí zónu lze psát ve tvaru:

$$\frac{A_{cs}}{2} \cdot \left[ \left( 2 \cdot \rho_L \cdot h_L - \rho_{s3} \cdot (h_L + h_{sout}) \right) \cdot \left( \frac{dL_1}{dt} + \frac{dL_2}{dt} \right) + \left( \rho_{s3} \cdot L_3 + \frac{1}{2} \cdot L_3 \cdot (h_L + h_{sout}) \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \right) \cdot \frac{dh_{sout}}{dt} + L_3 \cdot \left( \rho_{s3} \cdot \frac{dh_L}{dp} + (h_L + h_{sout}) \cdot \left( \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial p} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \rho_{s3}}{\partial h_{s3}} \cdot \frac{dh_L}{dp} \right) - 2 \right) \cdot \frac{dp}{dt} \right] = \\ \alpha_{ex3} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_{t3} - T_{s3}) + \dot{m}_s \cdot (h_L - h_{sout}) \quad (3.20)$$

### 3.1.3 Bilance vnitřního média

Uvnitř trubek proudí ohřívaná kapalina, v tomto případě voda. Předpokládá se, že toto médium nemění skupenství a zůstává stále v kapalném stavu. Popis je tedy jednodušší než v případě vnějšího média, kde docházelo ke kondenzaci páry. I zde zachováme rozdělení výměníku do tří zón. Pro každou zónu budou sestaveny rovnice hmotnostní a energetické bilance za stejných předpokladů, jak tomu bylo v případě vnějšího média. Vzhledem k jednotnému skupenství vody budeme uvažovat konstantní hustotu po celé délce příslušné zóny. Pak už hustota nebude závislá na poloze, ale jen na čase.

Hmotnostní bilanci vnitřního média v první zóně získáme integrací rovnice (3.1) přes její délku. Uvažováním konstantního průtoku v celé délce trubky bude pravá strana rovnice nulová. Dostaneme tedy rovnici ve tvaru:

$$A_{csin} \cdot L_1 \cdot \frac{d\rho_{w1}}{dt} = 0 \quad (3.21)$$

Časovou derivaci hustoty můžeme rozepsat pomocí řetízkového pravidla takovým způsobem, aby stavovou veličinou byla sledovaná teplota, protože právě teplota je veličina, která nás většinou zajímá. Hmotnostní bilanci pak lze psát ve tvaru:

$$A_{csin} \cdot L_1 \cdot \left( \frac{\partial \rho_{w1}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial \rho_{w1}}{\partial T_{w1}} \cdot \frac{dT_{w1}}{dt} \right) = 0 \quad (3.22)$$

Obdobně můžeme odvodit hmotnostní balance pro druhou i třetí zónu.

$$A_{csin} \cdot L_2 \cdot \left( \frac{\partial \rho_{w2}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial \rho_{w2}}{\partial T_{w2}} \cdot \frac{dT_{w2}}{dt} \right) = 0 \quad (3.23)$$

$$A_{csin} \cdot L_3 \cdot \left( \frac{\partial \rho_{w3}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial \rho_{w3}}{\partial T_{w3}} \cdot \frac{dT_{w3}}{dt} \right) = 0 \quad (3.24)$$

Integrací rovnice (3.2) přes délku zóny obdržíme energetickou bilanci média v dané zóně. Stejnými úpravami, jaké jsou použity u hmotnostních bilanci, dojdeme k následujícímu tvaru rovnice pro první zónu.

$$A_{csin} \cdot L_1 \cdot \left( h_{w1} \cdot \left( \frac{\partial \rho_{w1}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial \rho_{w1}}{\partial T_{w1}} \cdot \frac{dT_{w1}}{dt} \right) + \rho_{w1} \cdot \left( \frac{\partial h_{w1}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial h_{w1}}{\partial T_{w1}} \cdot \frac{dT_{w1}}{dt} \right) - \frac{dp_w}{dt} \right) = \dot{m}_w \cdot (h_w(L_1) - h_{w1}) + Q \cdot L_1, \quad (3.25)$$

kde  $Q = \alpha_{in1} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot (T_{t1} - T_{w1})$ .

Dosazením hmotnostní balance (3.22) do energetické balance (3.25) se bilanční rovnice vnitřního média pro první zónu podstatně zjednoduší, protože z rovnice vypadne celý člen na levé straně. Bilanci pak můžeme psát ve tvaru:

$$A_{csin} \cdot L_1 \cdot \left( \rho_{w1} \cdot \left( \frac{\partial h_{w1}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial h_{w1}}{\partial T_{w1}} \cdot \frac{dT_{w1}}{dt} \right) - \frac{dp_w}{dt} \right) = \dot{m}_w \cdot (h_w(L_1) - h_{w1}) + \alpha_{in1} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_1 \cdot (T_{t1} - T_{w1}) \quad (3.26)$$

Pro zbylé dvě zóny můžeme obdobně psát energetické balance lišící se pouze v indexech a okrajových hodnotách.

$$A_{csin} \cdot L_2 \cdot \left( \rho_{w2} \cdot \left( \frac{\partial h_{w2}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial h_{w2}}{\partial T_{w2}} \cdot \frac{dT_{w2}}{dt} \right) - \frac{dp_w}{dt} \right) = \dot{m}_w \cdot (h_w(L_1 + L_2) - h_{w2}) + \alpha_{in2} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_2 \cdot (T_{t2} - T_{w2}) \quad (3.27)$$

$$A_{csin} \cdot L_3 \cdot \left( \rho_{w3} \cdot \left( \frac{\partial h_{w3}}{\partial p} \cdot \frac{dp_w}{dt} + \frac{\partial h_{w3}}{\partial T_{w3}} \cdot \frac{dT_{w3}}{dt} \right) - \frac{dp_w}{dt} \right) = \dot{m}_w \cdot (h_{win} - h_{w3}) + \alpha_{in3} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_3 \cdot (T_{t3} - T_{w3}) \quad (3.28)$$

Ve většině případů nás bude zajímat teplota napájecí vody vystupující z výměníku. Tu můžeme dopočítat například z celkové tepelné bilance výměníku. Protože bereme regenerační ohřívač jako dokonale izolovanou soustavu, tepelný výkon odevzdaný vnějším médiem musí být roven tepelnému příkonu, který vnitřní médium přijme. Výstupní teplota vnitřního média je pak dána vztahem:

$$T_{wout} = T_{win} + \frac{\dot{m}_s \cdot (h_{sin} - h_{sout})}{\dot{m}_w \cdot c_{pw}} \quad (3.29)$$

Ve výše uvedených rovnicích (3.26), (3.27) se objevují neznámé přechodové entalpie mezi jednotlivými zónami  $h_w(L_1)$  a  $h_w(L_1 + L_2)$ . Již bylo uvedeno, že entalpie uvnitř zóny je počítána jako aritmetický průměr okrajových hodnot. Předpokládáme, že entalpie vstupující do výměníku je známá. Entalpii vystupující z výměníku můžeme získat z tabulek páry, jelikož známe alespoň dvě jiné veličiny, například výstupní teplotu a tlak. Stejně tak z tabulek můžeme získat vnitřní entalpie zón, protože všechny tři teploty  $T_{w1}$ ,  $T_{w2}$  a  $T_{w3}$  jsou stavovými veličinami. Neznámé entalpie tedy můžou být stanoveny následujícími vztahy:

$$h_w(L_1) = 2 \cdot h_{w1} - h_{wout}; \quad h_w(L_1 + L_2) = 2 \cdot h_{w3} - h_{win} \quad (3.30)$$

### 3.1.4 Energetické bilance trubky

Energetické bilance jednotlivých zón trubky získáme integrací rovnice (3.3) přes příslušnou délku zóny.  $Q_{dodané}$  značí tepelný výkon dodaný trubce vnějším médiem na jednotku délky.  $Q_{odevzdané}$  vyjadřuje tepelný výkon, který trubka odevzdává ohřívanému vnitřnímu médiu na jednotku délky. Jejich hodnoty jsou dány takto:

$$Q_{dodané} = \alpha_{ex} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot (T_s - T_t) \quad (3.31)$$

$$Q_{odevzdané} = \alpha_{in} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot (T_t - T_w) \quad (3.32)$$

Po dosazení, integraci a určitých úpravách rovnice dojdeme ke třem rovnicím energetické bilance trubky popisující interakci obou médií s trubkou ve třech zónách tepelného výměníku.

$$m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{T_{t1}-T_{t2}}{L_1} \cdot \frac{dL_1}{dt} + m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{dT_{t1}}{dt} = \alpha_{ex1} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot L_1 \cdot (T_{s1} - T_{t1}) + \alpha_{in1} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_1 \cdot (T_{w1} - T_{t1}) \quad (3.33)$$

$$m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{dT_{t2}}{dt} = \alpha_{ex2} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot L_2 \cdot (T_{s2} - T_{t2}) + \alpha_{in2} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_2 \cdot (T_{w2} - T_{t2}) \quad (3.34)$$

$$m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{T_{t2}-T_{t3}}{L_3} \cdot \left( \frac{dL_1}{dt} + \frac{dL_2}{dt} \right) + m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{dT_{t3}}{dt} = \alpha_{ex3} \cdot \pi \cdot D_{ex} \cdot L_3 \cdot (T_{s3} - T_{t3}) + \alpha_{in3} \cdot \pi \cdot D_{in} \cdot L_3 \cdot (T_{w3} - T_{t3}) \quad (3.35)$$

## 3.2 Rozložené parametry

Jak již bylo zmíněno, takovýto přístup předpokládá rozčlenění výměníku na malé elementy, pro které se řeší tepelná výměna. Diferenciální rovnice popisující změny veličin během proudění tekutin opět vychází z obecných rovnic pro hmotnostní a energetickou bilanci média (3.1) a (3.2). Ing. Lukáš Hubka, Ph.D. ve své dizertační práci [18] uvádí odvození rovnic pro tekutinu proudící v trubce, která je z vnější strany ohřívána spaliny. Příkladem takového výměníku v elektrárně může být např. ekonomizér. Odvozené rovnice pro ohřívanou tekutinu mají následující tvar:

$$\frac{\partial T(t,z)}{\partial t} = - \frac{\dot{m}(t)}{A_{cs} \cdot \rho(t,z)} \cdot \frac{\partial T(t,z)}{\partial z} + \frac{1}{A_{cs} \cdot \rho(t,z) \cdot c_p(t,z)} \cdot \frac{\partial}{\partial z} [\alpha(\dot{m}) \cdot S(z) \cdot (T_t(t,z) - T(t,z))] \quad (3.36)$$

Pro dynamiku trubky platí rovnice vycházející z (3.3).

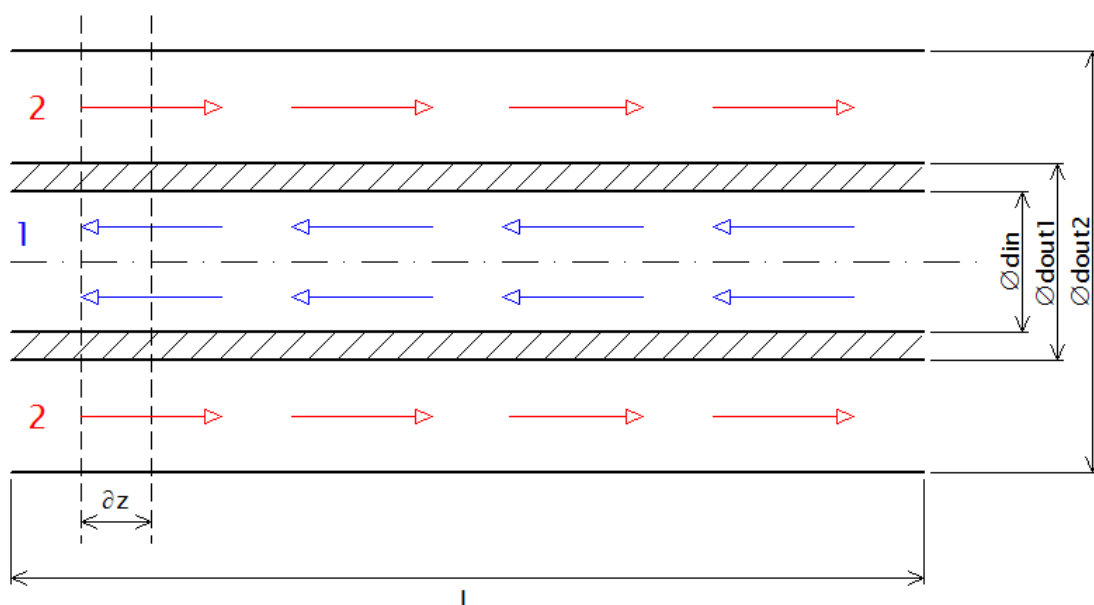
$$m_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{\partial T_t}{\partial t} = \dot{Q}_{dodané} - \alpha(\dot{m}) \cdot S(z) \cdot (T_t(t,z) - T(t,z)) \quad (3.37)$$

$T [K]$  je teplota protékajícího média,  $\dot{m} [kg \cdot s^{-1}]$  jeho hmotnostní průtok,  $S [m^2]$  vnitřní povrch elementu trubky,  $\dot{Q}_{dodané} [W]$  udává tepelný výkon spalin dodaný trubce.

Rovnice (3.36) a (3.37) jsou odvozeny při níže uvedených předpokladech. Tyto předpoklady jsou respektovány i pro další úvahy v rámci modelu s rozloženými parametry.

- Konstrukční parametry simulovaného výměníku jsou známy nebo se dají ze zadaných parametrů dopočítat. Konstrukčními parametry jsou myšleny rozměry trubek, jejich počet, materiál apod.
- Přenos tepla mezi tekutinou a trubicí má konvekční charakter. Neuvažuje se přenos tepla vedením uvnitř trubky.
- Výměník je zobrazen na jednu trubku. Vstupní data, která jsou předem známa, jsou přepočítána, aby odpovídala právě jedné trubce.
- Tlakové ztráty výměníku jsou považovány za nevýznamné, a proto mohou být zanedbány. Časová derivace tlaku je také nulová.
- Hmotnostní průtok obou tekutin je konstantní po celé délce výměníku (trubky).
- Vlastnosti tekutin jsou odečítány z tabulek páry. Využíváme vlastnosti tekutiny, když známe její dvě termodynamické vlastnosti, jsme schopni dopočítat ostatní vlastnosti.

Vhodnou úpravou rovnic (3.36) a (3.37) a přidáním rovnice popisující vnější médium můžeme získat popis tepelného výměníku, znázorněného obrázkem 3.2.



Obr. 3.2: Metoda rozložených parametrů. 1 – ohříváná kapalina, 2 – kondenzující pára

Rovnice pro vnitřní ohříváné médium zůstává nezměněná až na znaménko před prvním členem pravé strany rovnice. To je způsobeno opačným směrem proudění než



v předchozím případě (3.36). Označíme-li vnitřní médium indexem 1, pak můžeme psát:

$$\frac{\partial T_1(t,z)}{\partial t} = \frac{\dot{m}_1(t)}{A_{cs1} \cdot \rho_1(t,z)} \cdot \frac{\partial T_1(t,z)}{\partial z} + \frac{1}{A_{cs1} \cdot \rho_1(t,z) \cdot c_{p1}(t,z)} \cdot \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_1(\dot{m}_1) \cdot S_{in}(z) \cdot (T_t(t,z) - T_1(t,z))] \quad (3.38)$$

Místo spalin proudí pára, která předává teplo trubce a kondenzuje. Protože se jedná o protiproudý výměník, vnější médium proudí opačným směrem než vnitřní médium. Znaménko před prvním členem pravé strany rovnice bude záporné. Vnější médium označíme indexem 2 a popíšeme ho rovnicí (3.39).

$$\frac{\partial T_2(t,z)}{\partial t} = -\frac{\dot{m}_2(t)}{A_{cs2} \cdot \rho_2(t,z)} \cdot \frac{\partial T_2(t,z)}{\partial z} + \frac{1}{A_{cs2} \cdot \rho_2(t,z) \cdot c_{p2}(t,z)} \cdot \frac{\partial}{\partial z} [\alpha_2(\dot{m}_2) \cdot S_{out1}(z) \cdot (T_t(t,z) - T_2(t,z))]. \quad (3.39)$$

Pro popis dynamiky trubky můžeme použít rovnici (3.36).  $\dot{Q}_{dodané}$  ale nebude tepelný výkon spalin, nýbrž tepelný výkon, který předává vnější médium trubce. Ten lze vyjádřit vztahem:

$$\dot{Q}_{dodané} = \alpha_2(\dot{m}) \cdot S_{out1}(z) \cdot (T_2(t,z) - T_t(t,z)) \quad (3.40)$$

Dosazením do (3.37) získáme energetickou bilanci trubky ve tvaru:

$$\dot{m}_t \cdot c_{pt} \cdot \frac{\partial T_t}{\partial t} = \alpha_1(\dot{m}) \cdot S_{in}(z) \cdot (T_1(t,z) - T_t(t,z)) + \alpha_2(\dot{m}) \cdot S_{out1}(z) \cdot (T_2(t,z) - T_t(t,z)) \quad (3.41)$$

Nyní je výměník popsán pomocí tří diferenciálních rovnic: energetické bilance vnitřního média (3.38), vnějšího média (3.39) a trubky (3.41). Pro následné sestavení modelu je vhodné provést diskretizaci těchto rovnic. Diskretizaci provedme ve směru  $z$ , čili vzdálenosti od počátku. Derivace nahradíme diferencemi a  $\partial z = \Delta z = \frac{L}{N}$ , kde  $N$  je počet elementů, na které je trubka rozčleněna. Všechny tři rovnice pak můžeme psát následovně:

$$\frac{dT_{1,i}(t)}{dt} = \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{cs1} \cdot L \cdot \rho_{1,i}(t)} \cdot (T_{1,i+1}(t) - T_{1,i}(t)) + \frac{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_{in}}{A_{cs1} \cdot \rho_{1,i}(t) \cdot c_{p1,i}(t)} \cdot (T_{t,i}(t) - T_{1,i}(t)) \quad (3.42)$$

$$\frac{dT_{2,i}(t)}{dt} = \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{cs2} \cdot L \cdot \rho_{2,i}(t)} \cdot (T_{2,i-1}(t) - T_{2,i}(t)) + \frac{\alpha_2 \cdot \pi \cdot d_{out1}}{A_{cs2} \cdot \rho_{2,i}(t) \cdot c_{p2,i}(t)} \cdot (T_{t,i}(t) - T_{2,i}(t)) \quad (3.43)$$

$$\frac{dT_{t,i}}{dt} = \frac{\alpha_1 \cdot S_{in}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot (T_{1,i}(t) - T_{t,i}(t)) + \frac{\alpha_2 \cdot S_{out1}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot (T_{2,i}(t) - T_{t,i}(t)) \quad (3.44)$$

Pro přehlednější zápis a zároveň snadnější realizaci modelu je výhodnější zapsat rovnice v maticovém tvaru.

$$\begin{aligned} \frac{dT_1(t)}{dt} &= \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{cs1} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_1(\rho_1, t) \cdot \mathbf{T}_1(t) + \frac{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_{in}}{A_{cs1}} \cdot \mathbf{\Psi}_1(\rho_1, c_{p1}, t) \cdot (\mathbf{T}_{Fe}(t) - \mathbf{T}_1(t)) + \mathbf{\Omega}_1 \cdot \\ &\frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{cs1} \cdot L} \cdot \frac{T_{1in}(t)}{\rho_{1in}(t)} \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_2(t)}{dt} &= \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{cs2} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_2(\rho_2, t) \cdot \mathbf{T}_2(t) + \frac{\alpha_2 \cdot \pi \cdot d_{out1}}{A_{cs2}} \cdot \mathbf{\Psi}_2(\rho_2, c_{p2}, t) \cdot (\mathbf{T}_{Fe}(t) - \mathbf{T}_2(t)) + \mathbf{\Omega}_2 \cdot \\ &\frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{cs2} \cdot L} \cdot \frac{T_{2in}(t)}{\rho_{2in}(t)} \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$\frac{dT_{Fe}(t)}{dt} = \frac{\alpha_1 \cdot S_{in}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot (\mathbf{T}_1(t) - \mathbf{T}_{Fe}(t)) + \frac{\alpha_2 \cdot S_{out1}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot (\mathbf{T}_2(t) - \mathbf{T}_{Fe}(t)) \quad (3.47)$$

Poslední členy rovnic (3.45) a (3.46) vyjadřují počáteční podmínky. V případě vnitřního média se vstupní teplota z hlediska vzdálenosti od počátku směru z nachází na konci výměníku. Naopak vstupní teplota přiváděné páry je na začátku. To je důvod odlišnosti vektorů počátečních podmínek  $\mathbf{\Omega}_1$  a  $\mathbf{\Omega}_2$ . Rozměry obou vektorů jsou  $N \times 1$ . Stejně tak vektory všech sledovaných teplot  $\mathbf{T}_1$ ,  $\mathbf{T}_2$ ,  $\mathbf{T}_{Fe}$  mají rozměr  $N \times 1$ . Potom je jasné, že všechny matice  $\mathbf{\Gamma}$  a  $\mathbf{\Psi}$ , definované níže, musí být rozměru  $N \times N$ .

$$\mathbf{\Gamma}_1(\rho_1, t) = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\rho_{1,1}} & \frac{1}{\rho_{1,1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\rho_{1,2}} & \frac{1}{\rho_{1,2}} & \dots & \vdots \\ \vdots & 0 & -\frac{1}{\rho_{1,3}} & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \frac{1}{\rho_{1,N-1}} \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -\frac{1}{\rho_{1,N}} \end{bmatrix}$$

$$\Psi_1(\rho_1, c_{p1}, t) = \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_{1,1} \cdot c_{p1,1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\rho_{1,N} \cdot c_{p1,N}} \end{bmatrix}, \Omega_1 = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$\Gamma_2(\rho_2, t) = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\rho_{2,1}} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ \frac{1}{\rho_{2,2}} & -\frac{1}{\rho_{2,2}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\rho_{2,3}} & -\frac{1}{\rho_{2,3}} & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\rho_{2,N}} & -\frac{1}{\rho_{2,N}} \end{bmatrix}$$

$$\Psi_2(\rho_2, c_{p2}, t) = \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_{2,1} \cdot c_{p2,1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\rho_{2,N} \cdot c_{p2,N}} \end{bmatrix}, \Omega_2 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}$$

Rovnice (3.45), (3.46) a (3.47) tvoří matematický model protiproudého tepelného výměníku zobecněného na jednu trubku. Stavovými proměnnými zde jsou teploty obou médií a teplota trubky. Rovnice v této podobě jsou použitelné a funkční pro média, u kterých nedochází ke změně fáze. Hustota a měrná tepelná kapacita je odečítaná z tabulek páry jako závislost na teplotě. Tato závislost není spojitá, protože při saturační teplotě média dochází ke skokové změně hustoty páry na hustotu vody. Výpočetní prostředí, jakým je např. Simulink, si s takovou nespojitostí nedokáže poradit. Pokud tedy dochází ke změně skupenství, tak jedním z řešení je hustotu načítat z entalpie. Hustota se totiž mění s entalpií spojitě. Pomocí prvního zákona termodynamiky, který definuje entalpii v diferenciálním tvaru

$$\partial h = c_p \cdot \partial T, \quad (3.48)$$

můžeme jednoduše upravit rovnice energetických bilancí vnitřního a vnějšího média tak, aby stavovými proměnnými byly místo teplot entalpie. Teploty, které nás zajímají, jsou pak opět odečítány z tabulek páry pomocí vypočítané entalpie a známého tlaku. Po dosazení (3.48) do (3.45) a (3.46) dostaneme bilance v následujícím tvaru.

$$\frac{d\mathbf{h}_1(t)}{dt} = \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{cs1} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_1(\rho_1, t) \cdot \mathbf{h}_1(t) + \frac{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_{in}}{A_{cs1}} \cdot \mathbf{\Psi}'_1(\rho_1, t) \cdot (T_{Fe}(t) - T_1(t)) + \mathbf{\Omega}_1 \cdot \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{cs1} \cdot L} \cdot \frac{h_{1in}(t)}{\rho_{1in}(t)} \quad (3.49)$$

$$\frac{d\mathbf{h}_2(t)}{dt} = \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{cs2} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_2(\rho_2, t) \cdot \mathbf{h}_2(t) + \frac{\alpha_2 \cdot \pi \cdot d_{out1}}{A_{cs2}} \cdot \mathbf{\Psi}'_2(\rho_2, t) \cdot (T_{Fe}(t) - T_2(t)) + \mathbf{\Omega}_2 \cdot \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{cs2} \cdot L} \cdot \frac{h_{2in}(t)}{\rho_{2in}(t)}, \quad (3.50)$$

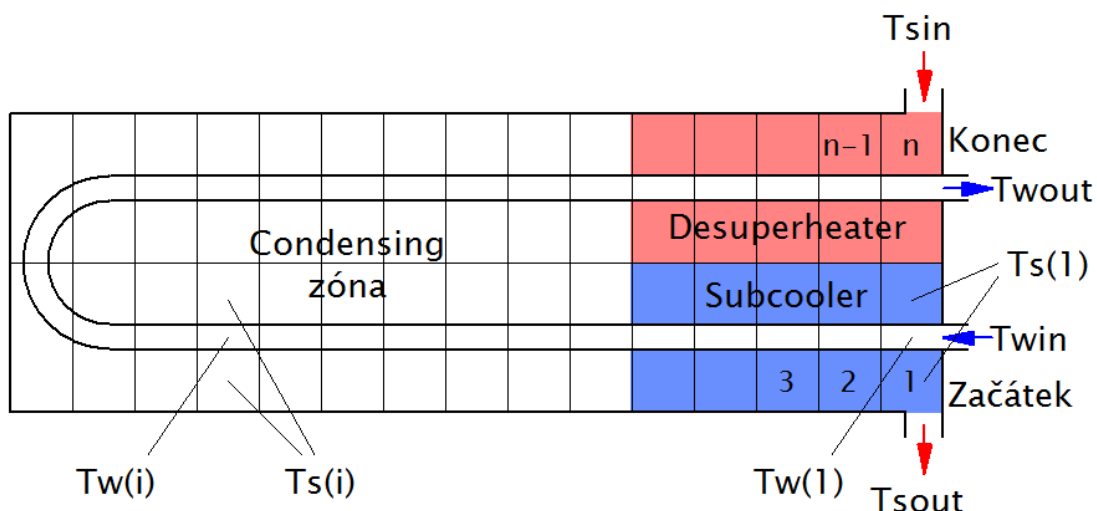
$$\text{kde } \mathbf{\Psi}'_1(\rho_1, t) = \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_{1,1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\rho_{1,N}} \end{bmatrix} \text{ a } \mathbf{\Psi}'_2(\rho_2, t) = \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_{2,1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\rho_{2,N}} \end{bmatrix}.$$

Energetickou bilanci trubky není třeba nijak upravovat, jelikož železo je vždy v pevné fázi a sledovanou veličinou je pouze její teplota. Stavovou proměnnou tedy necháme teplotu a balance trubky zůstává ve tvaru (3.47).

### 3.3 Iterační metoda

Tento model popisuje tří zónový protiproudý regenerační výměník. Jedná se vlastně o kombinaci předchozích dvou přístupů. Rozlišujeme jednotlivé zóny, ale zároveň je výměník rozčleněn na malé elementy. Způsob, jakým je simulaci možné řešit, ukazuje například článek [19]. Celý výměník je zjednodušen do podoby, která je na obrázku 3.3.

Předpokládá se, že známe velikost celkové teplosměnné plochy  $A$ . Dále předpokládáme konstantní hmotnostní průtok i tlak po celé délce výměníku, jak napájecí vody v trubkách  $\dot{m}_w, p_w$ , tak páry/kondenzátu  $\dot{m}_s, p_s$ . Výměník je rozdělen do  $n$  stejně velkých segmentů o stejné elementární teplosměnné ploše  $\Delta A = A/n$ , viz obr. 3.3. V rámci jednoho elementu je teplota napájecí vody  $T_w$  i teplota zdrojového média  $T_s$  konstantní. To samé tvrzení platí i pro měrnou tepelnou kapacitu  $c_w, c_s$  a koeficient prostupu tepla  $k$ . Jelikož určení koeficientu přestupu tepla je poměrně obtížné a závisí na mnoha faktorech, je uvažován konstantní pro celou zónu. Změna  $k$  mezi jednotlivými zónami nastává skokově. Určení měrné tepelné kapacity je o poznání jednodušší. Lze ji odečíst z tabulek páry pro každý element.



Obr. 3.3: Tří zónový tepelný výměník

Výpočet probíhá postupně po jednotlivých elementech. Jako začátek výměníku, čili element s indexem 1, je myšleno místo, kde se nachází vstup napájecí vody. V tomto bodě známe teplotu vstupující vody do výměníku, ale neznáme teplotu vytékajícího kondenzátu. Proto se jako první krok určí jakýsi „nástřel“ teploty kondenzátu na začátku výměníku. Následně se provede samotný výpočet teplot postupně pro jednotlivé zóny ohříváku. Po dokončení výpočtu se porovná vypočtená teplota páry na konci výměníku s teplotou vstupující páry, která je předem známá. Jestliže dojde ke shodě, počáteční odhad a tím i celý výpočet byl správný. Pokud ke shodě nedojde, počáteční odhad správný nebyl. Je potřeba ho pozměnit a celý postup opakovat. Výpočet teplot obou médií závisí na dané zóně. Nejdříve výpočet proběhne pro subcooling zónu. Pomocí vztahu (3.51) je určen elementární tepelný výkon  $\Delta q(i)$ . Pak už lze nalézt hodnoty teplot následujícího elementu  $T_w(i + 1)$ ,  $T_s(i + 1)$  dle rovnic (3.52), (3.53).

$$\Delta q(i) = k_1 \cdot \Delta A \cdot (T_s(i) - T_w(i)) \quad (3.51)$$

$$T_w(i + 1) = \frac{\Delta q(i)}{\dot{m}_w \cdot c_w} + T_w(i) \quad (3.52)$$

$$T_s(i + 1) = \frac{\Delta q(i)}{\dot{m}_s \cdot c_s} + T_s(i) \quad (3.53)$$

Jakmile teplota zdrojového média dosáhne teploty saturace, dochází ke změně skupenství tohoto média. A teploty jsou od tohoto bodu počítány dle rovnic pro condensing zónu:

$$\Delta q(i) = k_2 \cdot \Delta A \cdot (T_s(i) - T_w(i)) \quad (3.54)$$

$$T_w(i + 1) = \frac{\Delta q(i)}{\dot{m}_w \cdot c_w} + T_w(i) \quad (3.55)$$

$$T_s(i + 1) = T_{sat} \quad (3.56)$$

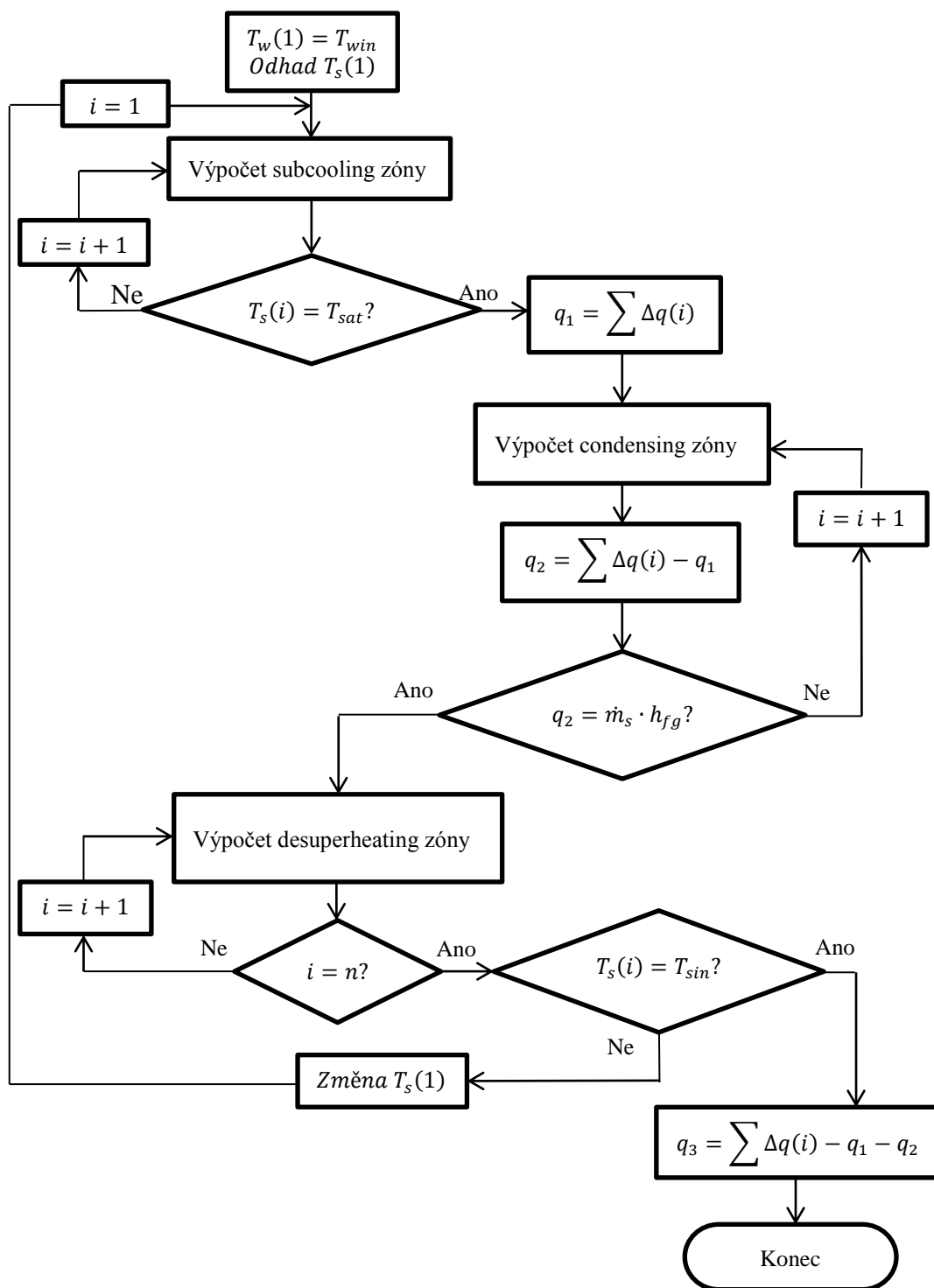
V této zóně zůstává teplota zdrojového média konstantní do té doby, než médium přijme skupenské teplo varu. Tím je změna skupenství dokončena a teplota zdrojového média se opět začíná měnit. K této změně dochází v desuperheating zóně, pro kterou platí podobné bilanční rovnice jako pro první zónu. Rozdíl je pouze ve změně součinitele prostupu tepla.

$$\Delta q(i) = k_3 \cdot \Delta A \cdot (T_s(i) - T_w(i)) \quad (3.57)$$

$$T_w(i + 1) = \frac{\Delta q(i)}{\dot{m}_w \cdot c_w} + T_w(i) \quad (3.58)$$

$$T_s(i + 1) = \frac{\Delta q(i)}{\dot{m}_s \cdot c_s} + T_s(i) \quad (3.59)$$

Výše popsáný postup řešení statického modelu výměníku lze shrnout do vývojového diagramu na obrázku 3.4. Dle diagramu je možné snadno sestavit sadu instrukcí, která provede potřebné výpočetní operace.



Obr. 3.4: Vývojový diagram iteračního modelu

## 4 Sestavení modelu v prostředí MATLAB – Simulink

Cílem této kapitoly je sestavení modelu regeneračního ohříváku, který je popsán pomocí rovnic odvozených v předchozí kapitole. Sestavením modelu zde můžeme rozumět řešení příslušných rovnic. Součástí toho je samozřejmě ověření funkčnosti sestrojeného modelu, tzn. prezentace vypočítaných výsledků na základě vstupních dat.

Jako vývojové prostředí pro tvorbu (řešení) modelu byl zvolen MATLAB. Tento program je velmi rozšířený v oblasti vědeckotechnických výpočtů a má k tomu i přizpůsobený vlastní jazyk, který je pro výpočty jednodušší než například Fortran nebo C. Mezi jeho velkou výhodou patří také velmi rychlé výpočetní jádro zkracující dobu výpočtu [22]. Součástí MATLABu bývá i Simulink. Tato nadstavba MATLABu je přímo určená pro simulaci a modelování dynamických systémů. V jeho grafickém editoru lze sestavit model složený z diferenciálních rovnic pomocí spojování funkčních bloků. Knihovna Simulinku disponuje velkým množstvím takových funkčních bloků. Navíc lze vytvořit blok s vlastním kódem, takže možnosti jsou velmi široké.

Doba veškerých výpočtů a simulací je závislá na výkonu počítače. Všechny zde uvedené modely a jejich výsledky byly testovány na PC s následujícím hardwarem a softwarem:

- Procesor Intel® Core™ i5-3230M
- Operační paměť 8 GB
- Operační systém Windows 7 Professional 64-bit (Service Pack 1)
- Matlab R2011b 64-bit (7.13.0.564)

Nezbytnou součástí pro sestavení modelů výměníků jsou tabulky vody a páry. Jako vhodné a ověřené svou funkcí se osvědčili tabulky XSteam. Jedná se o implementaci tabulek vytvořených Mezinárodní asociací pro vlastnosti vody a páry (IAPWS IF97) do MATLABu. Z webu <http://xsteam.sourceforge.net> je možné zdarma stáhnout datový balíček, jehož součástí je soubor typu \*.m, který lze po zkopírování do pracovního adresáře využívat jako klasickou funkci. Instrukce pro používání tabulek XSteam jsou uvedeny v manuálu [23], který je také obsažen ve stáhnutém balíčku.



## 4.1 Model s rozloženými parametry

Realizace modelu s rozloženými parametry spočívá ve vyřešení rovnic (3.46), (3.48) a (3.49). Využijme tedy v Simulinku bloku *integrator*. Tento blok provádí časovou integraci vstupu. Jeho funkci můžeme vyjádřit vztahem  $y(t) = \int_{t_0}^t u(t)dt + y_0$ , kde  $u(t)$  je vstup,  $y(t)$  výstup a  $y_0$  počáteční podmínky. V tomto případě je tedy výhodné řešené rovnice upravit tak, aby stavové proměnné byly přímo vyjádřeny ve formě integrálu. Po úpravě dostaneme rovnice v následujícím tvaru:

$$\mathbf{h}_1(t) = \int_{t_0}^t \left[ \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{CS1} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_1(\rho_1, t) \cdot \mathbf{h}_1(t) + \frac{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_{in}}{A_{CS1}} \cdot \mathbf{\Psi}'_1(\rho_1, t) \cdot (\mathbf{T}_{Fe}(t) - \mathbf{T}_1(t)) + \mathbf{\Omega}_1 \cdot \frac{\dot{m}_1(t) \cdot N}{A_{CS1} \cdot L} \cdot \frac{h_{1in}(t)}{\rho_{1in}(t)} \right] dt + \mathbf{h}_{10} \quad (4.1)$$

$$\mathbf{h}_2(t) = \int_{t_0}^t \left[ \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{CS2} \cdot L} \cdot \mathbf{\Gamma}_2(\rho_2, t) \cdot \mathbf{h}_2(t) + \frac{\alpha_2 \cdot \pi \cdot d_{out1}}{A_{CS2}} \cdot \mathbf{\Psi}'_2(\rho_2, t) \cdot (\mathbf{T}_{Fe}(t) - \mathbf{T}_2(t)) + \mathbf{\Omega}_2 \cdot \frac{\dot{m}_2(t) \cdot N}{A_{CS2} \cdot L} \cdot \frac{h_{2in}(t)}{\rho_{2in}(t)} \right] dt + \mathbf{h}_{20} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{T}_{Fe}(t) = \int_{t_0}^t \left[ \frac{\alpha_1 \cdot S_{in}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot \mathbf{T}_1(t) + \frac{\alpha_2 \cdot S_{out1}}{m_t \cdot c_{pt}} \cdot \mathbf{T}_2(t) - \left( \frac{\alpha_1 \cdot S_{in}}{m_t \cdot c_{pt}} + \frac{\alpha_2 \cdot S_{out1}}{m_t \cdot c_{pt}} \right) \cdot \mathbf{T}_{Fe}(t) \right] dt + \mathbf{T}_{Fe0} \quad (4.3)$$

Počáteční podmínky  $\mathbf{h}_{10}$ ,  $\mathbf{h}_{20}$  a  $\mathbf{T}_{Fe0}$  jsou vektory o délce  $N$  a zadávají se přímo ve vlastnostech integratoru. Proměnné, které nejsou závislé na čase ani poloze, jsou v editoru zadány jako konstanty. Časově závislé proměnné  $\dot{m}_{1,2}(t)$ ,  $h_{1in,2in}$  a  $\rho_{1in,2in}(t)$  jsou realizovány pomocí skoku, protože dynamika výměníku je dána odezvou na změny právě těchto vstupních parametrů. Skok může být nahrazen rampou, či jinou funkcí dle potřeby. Stavové proměnné vyskytující se na pravé straně v rovnicích jsou nejjednodušeji realizovány zavedením přímé zpětné vazby v blokovém schématu. Matice  $\mathbf{\Gamma}$  a  $\mathbf{\Psi}'$  pro obě média jsou závislé na čase a je potřeba je aktualizovat v každém výpočetním kroku. Jednou z možností je využít blok *MATLAB function*, který nám dovoluje uvnitř vytvořit vlastní funkci a my tak můžeme matici naplnit hodnotami odečtenými z tabulek páry podle aktuální vypočtené entalpie. Funkce, která zajistí vynásobení vstupního signálu maticí  $\mathbf{\Psi}'_1$ , včetně její naplnění, může nabýt následující podoby.

```

function y = fcn(h1,p1,u)
coder.extrinsic('XSteam'); % deklarování funkce XSteam
N=0; % definování proměnné jako typ double
N=length(h1); % počet elementů výměníku

rol=zeros(1,N); % definování velikosti vektoru
cp1=zeros(1,N);
psil=zeros(N,N); % definování velikosti matice a napl-
nění nulami

for i=1:N
rol(i)=XSteam('rho_ph',p1/1e5,h1(i)/1000); % načtení hustoty z
XSteam
psil(i,i)=1/rol(i); % změna hodnot na diagonále matice
end

y = u*psil; % vynásobení vstupního signálu napl-
něnou maticí
end

```

Funkce má celkem tři vstupy. Kromě vstupního signálu  $u$ , využívá ještě vstupů tlaku  $p1$  a entalpie  $h1$  potřebných pro odečtení příslušných hodnot hustoty z tabulek páry XSteam. Naplnění matice je provedeno v cyklu o  $N$  krocích. Velmi podobným způsobem pak lze naplnit i ostatní matice závislé na čase. Nyní můžeme jednotlivé konstanty a matice v editoru Simulinku pospojovat dle rovnic (4.1), (4.2) a (4.3) za pomoci bloků vyjadřujících vhodné matematické operace. Jelikož sledovanými veličinami jsou teploty, je dobré výsledné entalpie na teploty převést opět pomocí bloku s vlastní uživatelskou funkcí. Kvůli své rozsáhlosti není kompletní blokové schéma modelu uvedeno v tiskové podobě, ale je pouze součástí obsahu příloženého CD.

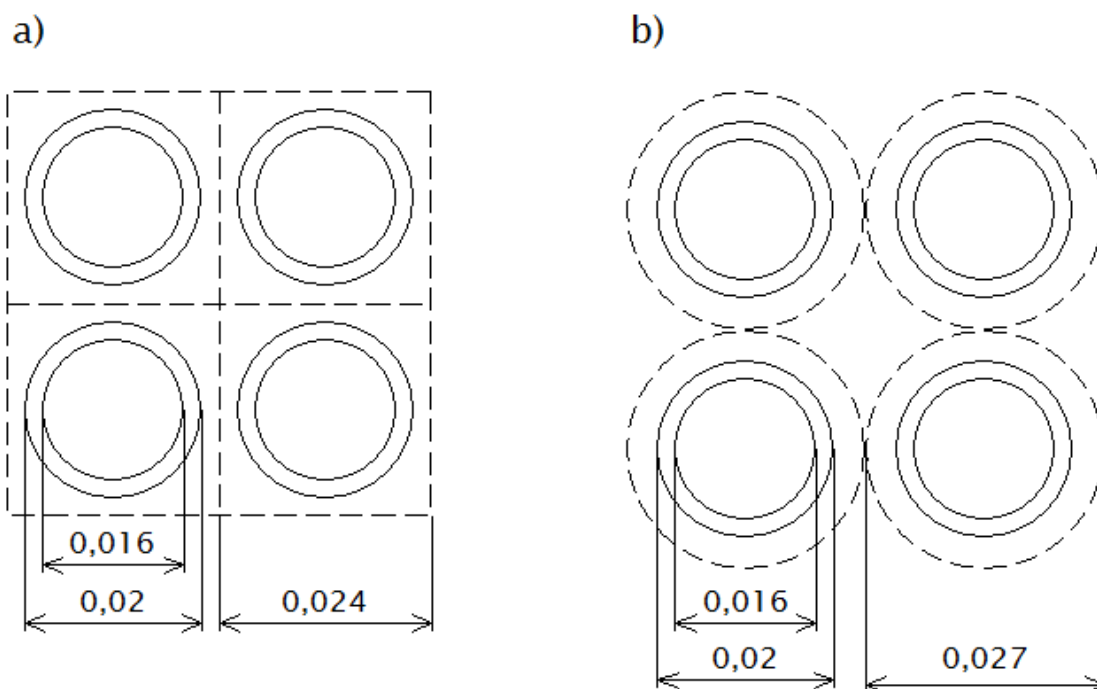
Nyní bychom měli ověřit funkčnost modelu na reálných datech z provozu některé elektrárny či teplárny a následně porovnat hodnoty vypočtené modelem s příslušnými existujícími hodnotami naměřenými v provozu. I přes veškerou snahu se však provozní data nepodařilo sehnat. K těmto datům mají přístup jen kvalifikovaní pracovníci, kteří nesmějí taková data vynášet. Podobného výsledku se dostalo při kontaktování společností zabývajících se výrobou regeneračních ohříváků. I tam podobná data spadají pod určitá utajení a tudíž nejsou publikovatelná. Z tohoto důvodu jsme nuceni data převzít z některého z odborných článků, která bohužel nejsou ověřená. Navíc takové články popisují jiný případ nebo jinou metodu, a tak uvedená data jsou vždy nekompletní.

Abychom model mohli odzkoušet, musíme zbylé parametry zvolit dle vlastní úvahy nebo je převzít z jiného zdroje popisující podobnou problematiku. Část dat můžeme převzít z [19]. Tento článek obsahuje vstupní parametry obou médií, viz tabulku 4.1, ale konstrukce ohřívačku je popsána pouze pomocí teplosměnné plochy a celkového součinitele prostupu tepla.

**Tab. 4.1: Vstupní parametry obou médií**

Veličina	Značka [Jednotka]	Vnější médium	Vnitřní médium
Hmotnostní průtok	$\dot{m} [kg \cdot s^{-1}]$	6,869	86,911
Teplota na vstupu	$T_{in} [K]$	645,32	468,98
Tlak	$p [Pa]$	$3,034 \cdot 10^6$	$1,206 \cdot 10^7$
Teplosměnná plocha	$A [m^2]$	349,59	

Model s rozloženými parametry vyžaduje znalost všech koeficientů přestupu tepla i rozměry trubky ohřívačku. Koeficienty přestupu tepla jsou na rozměrech trubky závislé, proto si rozměry trubky můžeme zvolit, ale musí se při zvolených rozměrech jednotlivé koeficienty přestupu tepla určit. V [24] jsou uvedeny konstrukční parametry výparníku včetně rozměrů trubek. Uvedený výparník je složen z 859 trubek o vnitřním průměru 0,016 m a vnějším průměru 0,02 m. Trubky jsou v průřezu uspořádány čtvercově a jejich středová vzdálenost je 0,024 m. Uložení trubek ve výměníku je znázorněno na obrázku 4.1a.



**Obr. 4.1: Uspořádání trubek ve výměníku**

Řekněme, že modelovaný regenerační ohřívač disponuje stejnými trubkami. Rovnice pro model s rozloženými parametry jsou odvozeny za předpokladu, že vnější médium obtéká trubku v podobě mezikruží. Obsah čtverce o straně 0,024 m je přibližně roven obsahu kruhu o průměru 0,027 m. Proto můžeme uspořádání trubek popisující obrázek 4.1a nahradit uspořádáním na obrázku 4.2b a přitom nezměnit velikost průtočného průřezu vnějšího média. Délku trubek volíme 12 m. Zachováme-li parametry pro celý výměník z tabulky 4.1, můžeme snadno přepočítat vstupní parametry na jednu trubku. Povrch jedné trubky spočítáme následovně.

$$S_{out} = \pi \cdot d_{out} \cdot L = \pi \cdot 0,02 \cdot 12 = 0,754 \text{ m}^2$$

Pro celkovou teplosměnnou plochu  $349,59 \text{ m}^2$  musí být výměník složen z  $\frac{349,59}{0,754} \doteq 464$  trubek. Tímto číslem je tedy potřeba vydělit celkový hmotnostní průtok vnitřního i vnějšího média. Vstupní parametry přepočítané pro jednu trubku lze shrnout do tabulky 4.2.

Tab. 4.2: Vstupní parametry pro jednu trubku

Veličina	Značka [Jednotka]	Vnější médium	Vnitřní médium
Hmotnostní průtok	$\dot{m} [kg \cdot s^{-1}]$	0,0148	0,1873
Teplota na vstupu	$T_{in} [K]$	645,32	468,98
Tlak	$p [Pa]$	$3,034 \cdot 10^6$	$1,206 \cdot 10^7$
Vnitřní průměr trubky	$d_{in} [m]$	0,016	
Vnější průměr trubky	$d_{out} [m]$	0,02	
Vnější průměr vnějšího média	$d_{out2} [m]$	0,027	
Délka trubky	$L [m]$	12	

Když známe vstupní parametry, můžeme odhadnout hodnoty součinitelů přestupu tepla. Postup výpočtu a potřebné vztahy jsou uvedeny v kapitole 2.4. Nejdříve určíme koeficient přestupu tepla pro vnitřní médium, čili napájecí vodu. Abychom vypočítali Reynoldsovo číslo, musíme nejdříve určit rychlost proudění kapaliny v trubce.

$$v_1 = \frac{\dot{m}_1}{\rho_1 \cdot A_{cs1}} = \frac{0,1873}{878,2 \cdot \pi \cdot \left(\frac{0,016^2}{4}\right)} = 1,0607 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$Re_1 = \frac{v_1 \cdot d_{in}}{\nu_1} = \frac{1,0607 \cdot 0,016}{1,602 \cdot 10^{-7}} = 1,0594 \cdot 10^5$$

Hustota  $\rho_1$  a kinematická viskozita  $\nu_1$  byly odečteny z tabulek páry pro teplotu 468,98 K a tlak  $3,034 \cdot 10^6 \text{ Pa}$ . Vidíme, že  $Re_1 > 10000$ , a tudíž se jedná o turbulentní proudění. Pro určení Nusseltova čísla máme na výběr ze dvou empirických vztahů, (2.28) a (2.29). Pro vztah (2.29) je uvedena větší přesnost, pro výpočet tedy použijeme tento:

$$a_1 = \frac{\lambda_1}{c_1 \cdot \rho_1} = \frac{0,6755}{4414 \cdot 878,2} = 1,7425 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$Pr_1 = \frac{\nu_1}{a_1} = \frac{1,602 \cdot 10^{-7}}{1,7425 \cdot 10^{-7}} = 0,9194$$

Tepelná vodivost  $\lambda_1$  a měrná tepelná kapacita  $c_1$  byly opět určeny pomocí tabulek vody a páry. Velikost Reynoldsova i Prandtlova čísla splňují podmínky pro platnost rovnice (2.29).

$$f_1 = (1,82 \cdot \log(1,0594 \cdot 10^5) - 1,64)^{-2} = 0,0178$$

$$Nu_1 = \frac{\frac{f_1 \cdot Re_1 \cdot Pr_1}{8}}{1,07 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{f_1}{8}} \left( Pr_1^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} = \frac{\frac{0,0178 \cdot 1,0594 \cdot 10^5 \cdot 0,9194}{8}}{1,07 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{0,0178}{8}} \left( 0,9194^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} = 208,33$$

Výsledný součinitel přestupu tepla určíme vyjádřením ze vztahu (2.23).

$$\alpha_1 = \frac{Nu_1 \cdot \lambda_1}{d_{in}} = \frac{208,33 \cdot 0,6755}{0,016} = 8796 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

Se zvyšující se teplotou napájecí vody součinitel přestupu tepla roste. Při zvýšení teploty o 50 K, vzroste  $\alpha_1$  asi o  $500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Součinitel tedy volíme o něco vyšší a uvažujeme ho konstantní po celé délce trubky. Volíme  $\alpha_1 = 9000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ .

U vnějšího média je situace složitější. Médium mění skupenství a tím se mění výrazně i koeficient přestupu tepla. Budeme tedy uvažovat různé  $\alpha$  pro přehřátou páru, při kondenzaci a pro kondenzát. Výpočet pro páru a kondenzát může probíhat dle stejných vztahů jako při výpočtu pro napájecí vodu uvnitř trubky. Charakteristickým rozměrem bude ekvivalentní průměr průtočného průřezu vnějšího média počítaný dle (2.17). Pro páru o teplotě 645,32 K a tlaku  $3,034 \cdot 10^6 \text{ Pa}$  bude výpočet probíhat následovně.

$$d_{2ekv} = \frac{4 \cdot A_{cs2}}{O} = \frac{4 \cdot \left( \pi \cdot \frac{0,027^2}{4} - \pi \cdot \frac{0,02^2}{4} \right)}{\pi \cdot 0,02 + \pi \cdot 0,027} = 0,007 \text{ m}$$

$$v_2 = \frac{m_2}{\rho_2 \cdot A_{cs2}} = \frac{0,0148}{10,71 \cdot \left( \pi \cdot \frac{0,027^2}{4} - \pi \cdot \frac{0,02^2}{4} \right)} = 5,35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$Re_2 = \frac{v_2 \cdot d_{2ekv}}{\nu_2} = \frac{5,35 \cdot 0,007}{2,164 \cdot 10^{-6}} = 1,7306 \cdot 10^4$$

$$a_2 = \frac{\lambda_2}{c_2 \cdot \rho_2} = \frac{0,0543}{2315 \cdot 10,71} = 2,1925 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$Pr_2 = \frac{\nu_2}{a_2} = \frac{2,164 \cdot 10^{-6}}{2,1925 \cdot 10^{-6}} = 0,9872$$

$$f_2 = (1,82 \cdot \log(1,7306 \cdot 10^4) - 1,64)^{-2} = 0,0271$$

$$Nu_2 = \frac{\frac{f_2 \cdot Re_2 \cdot Pr_2}{8}}{1,07 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{f_2}{8}} \left( Pr_2^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} = \frac{\frac{0,0271 \cdot 1,7306 \cdot 10^4 \cdot 0,9872}{8}}{1,07 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{0,0271}{8}} \left( 0,9872^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} = 54,43$$

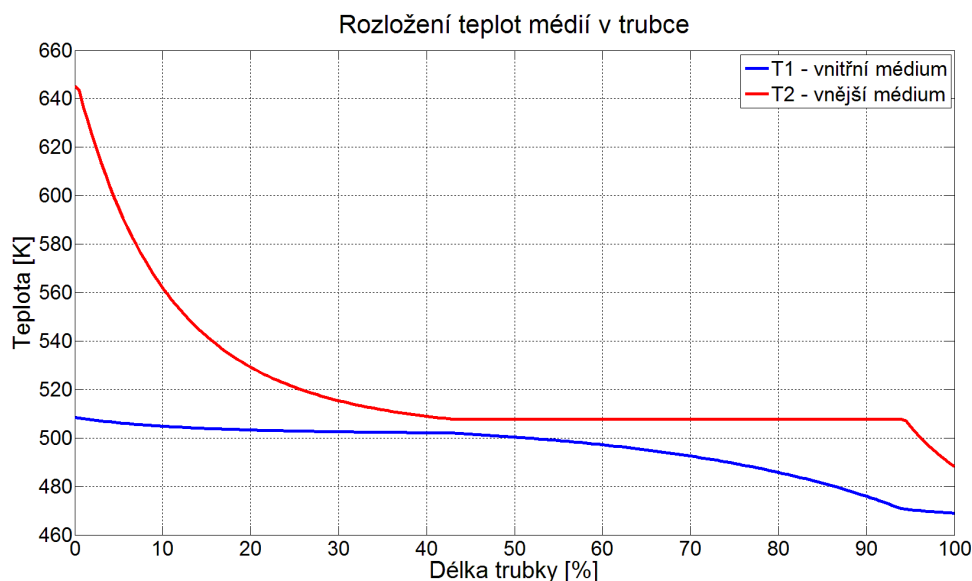
$$\alpha_2 = \frac{Nu_2 \cdot \lambda_2}{d_{2ekv}} = \frac{54,43 \cdot 0,0543}{0,007} = 422,57 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$$

S blížící se teplotou přehřáté páry k saturační teplotě koeficient roste, opět volíme o něco vyšší než vypočtený. Pro přehřátou páru volíme  $\alpha_2 = 500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Pro oblast, kde pára kondenzuje, je obtížné správně určit součinitel prostupu tepla, a proto použijeme odhad  $10000 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Pro kondenzát postupujeme dle shodných výpočtových vzorců jako při výpočtu pro páru. Pro teplotu kondenzátu  $506 \text{ K}$ , což je teplota těsně pod saturací, dojdeme k hodnotě  $\alpha_2 = 1498 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . S klesající teplotou kondenzátu se součinitel přestupu tepla zmenšuje. V tomto případě tedy volíme koeficient o něco nižší. Pro kondenzát zvolme  $\alpha_2 = 1480 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Rozhodujícím kritériem, jedná-li se o přehřátou páru, kondenzaci nebo kondenzát, je saturační teplota média. Pro lepší přehlednost jsou koeficienty přestupu tepla uvedeny v tabulce 4.3.

**Tab. 4.3: Rozložené parametry - koeficienty přestupu tepla**

Médium	Koeficient přestupu tepla $\alpha$ [ $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ]		
	$T > T_{sat}$	$T = T_{sat}$	$T < T_{sat}$
Vnější	500	10000	1480
Vnitřní	9000		

Výsledkem simulace modelu s rozloženými parametry může být jednak rozložení entalpie, resp. teploty na délce trubky v libovolném čase, ale také časový průběh teploty kteréhokoli elementu trubky. Při řešení soustav nelineárních diferenciálních rovnic je v Simulinku využito funkce ode45. Obrázek 4.2 ukazuje rozložení teplot obou médií v trubce v ustáleném stavu pro vstupní parametry uvedené v tabulkách 4.2 a 4.3. Model byl řešen pro  $N = 200$ .



**Obr. 4.2: Rozložení teplot médií v trubce - ustálený stav**

Z obrázku lze určit, v jaké oblasti trubky se ze suché páry stává mokrá, popřípadě ve kterých místech proudí již kondenzát v kapalném skupenství. U vstupní teploty vnějšího média si můžeme všimnout zlomu vykreslované teploty. Ten je závislý na velikosti elementů. Pro vyšší  $N$  by zlom mohl být odstraněn, ale zároveň by markantně narostla doba výpočtu, která je už při současném  $N = 200$  poměrně dlouhá. Velmi podstatným údajem je změna teploty na výstupu oproti teplotě média vstupující do výměníku. Porovnání vstupních a výstupních teplot ukazuje tabulka 4.4.

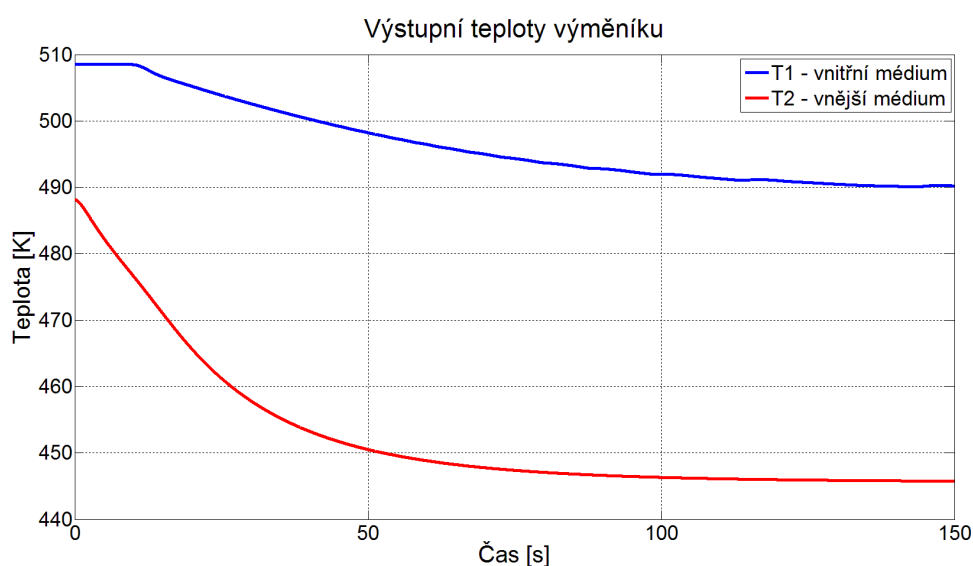
**Tab. 4.4: Porovnání vstupních a výstupních teplot proudících médií**

Médium	Teplota na vstupu [K]	Teplota na výstupu [K]
Vnitřní	468,98	508,54
Vnější	645,32	488,12

Dynamické vlastnosti výměníku jsou dány časovými průběhy teplot vybrané části výměníku. Nejčastějším případem bývá sledování změn teplot na výstupu při změně vstupních parametrů. Obrázky 4.3 a 4.4 ukazují výsledky simulací popisující chování výstupních teplot při provedení skokových změn teplot médií na vstupu. Na první pohled může být matoucí, že ohřívána napájecí voda má ve stejném čase vyšší teplotu než

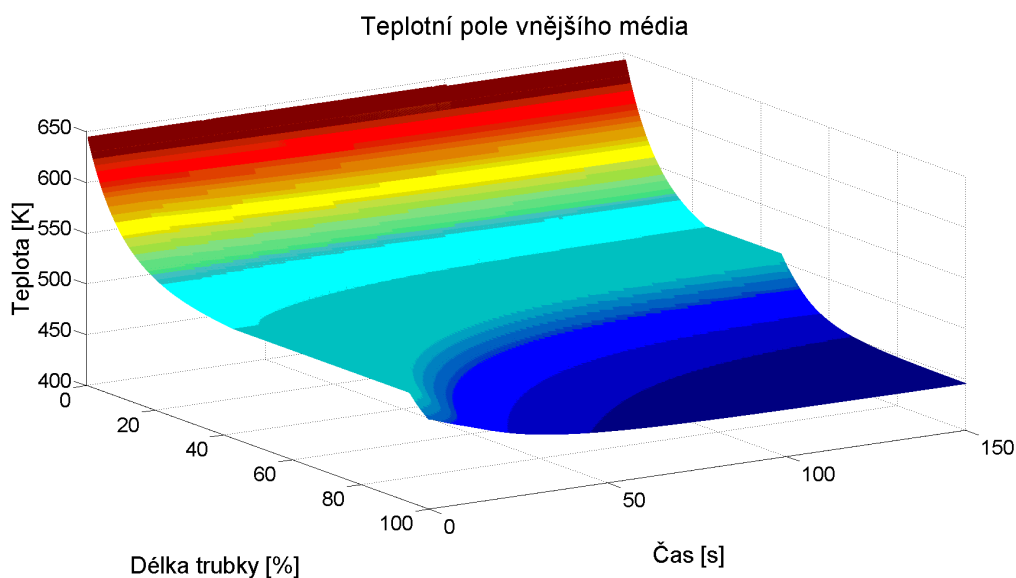


vnější zdrojové médium. Musíme si však uvědomit, že se jedná o protiproudý výměník a tím pádem výstupní teplota napájecí vody se nachází na opačném konci trubky než výstupní teplota vnějšího média. Z tabulky 4.4 pak je vidět, že výstupní teplota vnitřního média je skutečně vyšší. V čase  $t = 0$  byla vstupní teplota vnitřního média snížena o 5 %. Byl tedy proveden skok z 468,98 K na 445,53 K. Z časového průběhu teplot vidíme, že změna teploty vnitřního média na výstupu se oproti vstupu dostaví s jistým zpožděním, které je závislé především na rychlosti proudění napájecí vody v trubce. Naopak změna výstupní teploty vnějšího média je téměř okamžitá, neboť výstup vnějšího média se nalézá na stejném konci trubky jako vstup vnitřního média.



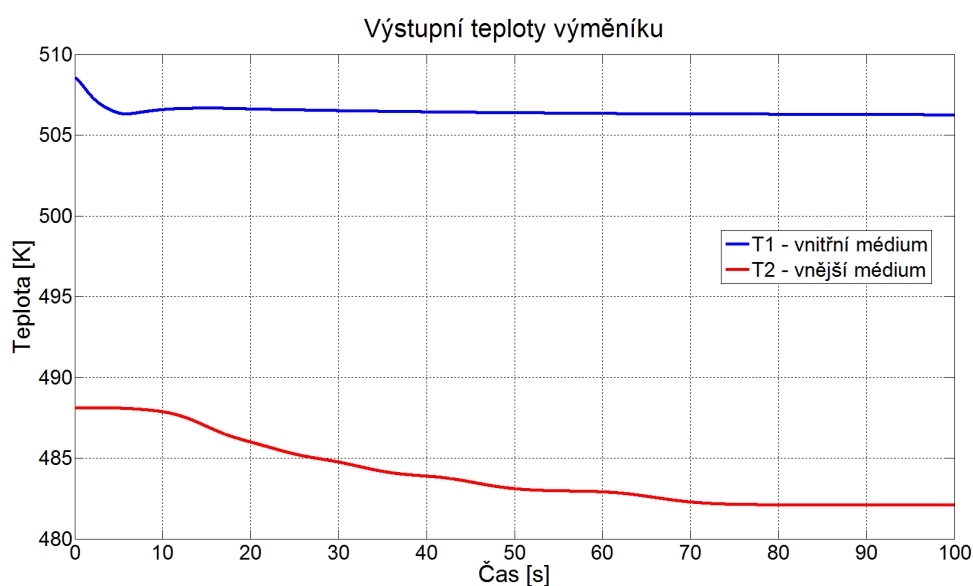
**Obr. 4.3:** Odezva výstupních teplot na skokovou změnu vstupní teploty vnitřního média o 5 %

Důsledek nízké rychlosti proudění kondenzátu na časové zpoždění změny teploty je dobře vidět při zobrazení celého teplotního pole vnějšího média. Z obr. 4.4 lze vidět, že čím se element, u něhož sledujeme časový průběh teploty, nachází blíže počátku trubky, tím dříve změna teploty nastane.



**Obr. 4.4: Teplotní pole vnější média**

Obrázek 4.5 odpovídá poklesu vstupní teploty vnějšího média o 10 %. Situace je velmi podobná předchozímu případu z obrázku 4.3. Citlivost na vstupní teplotu vnějšího média není tak vysoká jako při změně vstupní teploty vnitřního média, jelikož napájecí voda uvnitř trubky disponuje mnohem větším hmotnostním průtokem a tlakem než médium proudící vně trubky. Opět se projevuje zpoždění změny výstupní teploty vnějšího média, které je vlivem velmi nízké rychlosti proudění kapalného kondenzátu více znatelné.



**Obr. 4.5: Odezva výstupních teplot na skokovou změnu vstupní teploty vnějšího média**

Sledování časových průběhů teplot při změně vstupních parametrů je důležité především pro oblast řízení a regulace. Dynamické chování tekutin můžeme sledovat i pro jiné změny vstupních veličin, jako je např. změna průtoku či tlaku. Ukázky vybraných simulovaných průběhů jsou uvedeny v příloze A.

Je také nutné si uvědomit, že se změnou vstupní teploty souvisí i změny jiných vstupních parametrů. Proto je potřeba tomu přizpůsobit simulační schéma a např. vstupní hustota, která již také není konstantní, musí být se změnou vstupní teploty aktualizována. Obdobné situace nastávají i pro změny průtoku nebo tlaku. Velikost průtoku značně ovlivňuje koeficient přestupu tepla, se změnou tlaku je pak spojeno velké množství veličin včetně saturační teploty média.

## 4.2 Model založený na iterační metodě

Pro realizaci modelu, založeném na iterační metodě, není potřeba využívat Simulinku. Při výpočtu se neřeší žádné diferenciální rovnice, proto pro řešení postačí klasický skript, ve kterém jsou definovány vstupní parametry i samotný výpočetní cyklus. Zdrojový kód, který provede algoritmus na obrázku 3.4, není příliš složitý, a proto je uveden v příloze B.

Vstupní data byla převzata z [19]. Po přepočítání do základních jednotek SI soustavy jsou vstupní parametry uvedeny v tabulce 4.1. Přenos tepla mezi vnitřním a vnějším médiem je popsán pomocí celkového součinitele prostupu tepla. Aby bylo možné porovnat výsledky simulace s předchozím modelem, použijeme jednotlivé součinitele přestupu tepla vypočtené pro výměník modelovaný metodou s rozloženými parametry uvedené v tabulce 4.3. Z těchto hodnot určíme celkový součinitel prostupu tepla pro každou zónu pomocí vztahu (2.9). Pro desuperheating zónu tedy platí:

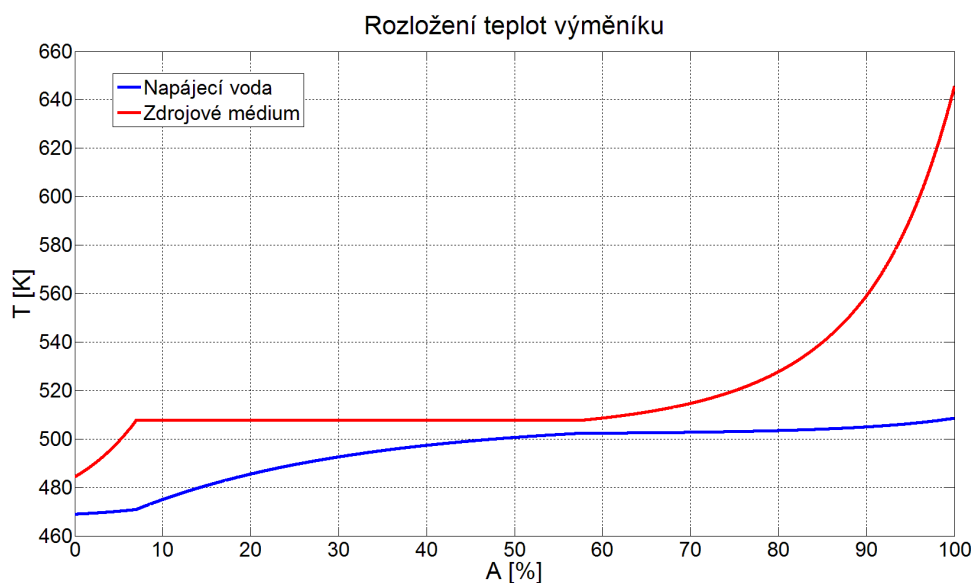
$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{9000} + \frac{0,002}{100} + \frac{1}{500}} = 469,24 [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$$

Stejným postupem získáme hodnoty koeficientů prostupu tepla pro zbylé dvě zóny, viz tabulku 4.5.

**Tab. 4.5: Koefficienty prostupu tepla pro jednotlivé zóny**

<b>Zóna</b>	<b>Celkový součinitel prostupu tepla <math>k [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]</math></b>
Desuperheating	469,24
Condensing	4326,92
Subcooling	1239,48

Výsledek simulace vidíme na obrázku 4.6. Jedná se o závislost teploty napájecí vody a zdrojového média na teplosměnné ploše. Plocha je vyjádřena v procentech, 0 % odpovídá začátku výměníku a 100 % jeho konci. Úloha byla řešena pro  $n = 5000$ , čili výměník byl počítán v 5000 krocích. Pro vyšší  $n$  platí větší přesnost, ale delší doba výpočtu. V podstatě se tedy vždy jedná o jakýsi kompromis mezi přesností a rychlostí. Zároveň se musí volit dostatečně malá změna odhadu  $T_s(1)$ , aby výpočet měl řešení a hlavní cyklus programu byl ukončen.



**Obr. 4.6: Rozložení teplot výměníku – iterační metoda**

Na první pohled je možné rozeznat jednotlivé zóny. Nejmenší část teplosměnné plochy zaujímá subcooling zóna – méně než 10 %. Krajiní teploty proudících médií jsou shrnuty v tabulce 4.6.

**Tab. 4.6: Porovnání teplot médií na vstupu a na výstupu výměníku**

<b>Médium</b>	<b>Teplota na vstupu [K]</b>	<b>Teplota na výstupu [K]</b>
Vnitřní	468,98	508,58
Vnější	645,32	484,34

Závěrem lze říci, že tento model je jednoduchý, ale přesto spolehlivý a až na zmíněné předpoklady a zjednodušení poměrně přesný. Není popsán diferenciálními rovnicemi, což velmi usnadňuje výpočet. Jeho velkou nevýhodou je ovšem absence dynamiky a tím pádem nemožnost určení odezvy na vstupní změny průtoku či teploty. Tato skutečnost velmi limituje využití takového modelu. Například v oboru řízení a regulace je zcela nepoužitelný.

## 5 Závěr

V rámci práce byly sestaveny modely protiproudého regeneračního ohříváku napájecí vody. V případě metody rozložených parametrů je výměník chápán jako soustava dílčích elementů. Následně se řeší tepelná výměna, která je popsána soustavou diferenciálních rovnic, pro každý element výměníku. Další možností je výpočet iterační metodou. U tohoto přístupu odpadá řešení diferenciálních rovnic, to ale způsobuje, že veličiny nejsou časově závislé a model tedy popisuje pouze ustálený stav proudících tekutin.

Vzhledem k nedostupnosti dat z provozu nelze stanovit přesnost, respektive míru shodnosti modelu s reálným ohřívákem. Proto pro kontrolu správnosti výpočtů byla provedena simulace realizovaných modelů při stejných vstupních parametrech. Výsledky simulací ukazují rozložení teplot ve výměníku na obrázcích 4.2 a 4.6. Průběhy teplot si jsou velmi podobné, dají se však pozorovat jisté odchylky.

Ty mohou být způsobené rozdílnou volbou počtu elementů výměníku. Při iterační metodě není problém provést výpočet pro řádově jednotky tisíc elementů nebo dokonce i více. Řešením metodou rozložených parametrů čas výpočtu s rostoucím  $N$  nelineárně stoupá a při rozdělení výměníku do více než 200 elementů je doba výpočtu již velmi dlouhá.

Odchylky vznikají i vlivem odlišného způsobu zadání okrajových podmínek. V případě modelu s rozloženými parametry je proveden výpočet entalpie, respektive tepoty pro jednotlivé elementy 1 až  $N$ . Okrajové podmínky jsou v tomto případě chápány jako teplota nultého elementu vnějšího média a  $N$  plus prvního elementu vnitřního média. Iterační metoda předpokládá známou hodnotu teploty elementu 1 v případě vnějšího média a elementu  $N$  vnitřního média. Za tyto hodnoty se tedy dosazují vstupní teploty proudících médií. Tím se do výsledků zanáší určitá chyba, která je dána výpočetní metodou a je těžko odstranitelná. Z tohoto pohledu je model řešený metodou rozložených parametrů přesnější než při použití iterační metody a pro vyšší  $N$  se jeho simulace bude více blížit skutečné situaci.

Model založený na metodě rozložených parametrů je velmi univerzální. Lze jej použít pro simulaci vysokotlakého i nízkotlakého regeneračního ohříváku, protože jejich konstrukce se příliš neliší. Model je nezávislý na skupenství obou proudících médií.

Při správném určení součinitelů přestupu tepla je vhodný i pro tepelný výměník voda – voda nebo pára – pára. Vhodnou úpravou popisu vnějšího média dokonce lze získat výměník typu spaliny – vnitřní médium, který je základem modelu výparníku.

Vedle teplot proudících medií bývá sledovanou veličinou i výška hladiny kondenzátu, která je v provozu pro optimální chod udržována v požadovaných mezích. Do budoucna by bylo zajímavé rozšířit model o výpočet výšky hladiny. K tomu je však zapotřebí podrobné znalosti konstrukce daného ohřívače.

## Seznam použité literatury

- [1] KŘIVÝ, Ivan a Evžen KINDLER. *Modelování a simulace*. Ostrava, 2001.
- [2] Kolektiv autorů. Dohoda o chápání pojmu simulace systémů. *Automatizace*, 1986, roč. 29, č. 12, s. 299-300.
- [3] *EnergyWeb* [online]. 2001 [cit. 2014-02-09]. Dostupné z: [www.energyweb.cz](http://www.energyweb.cz)
- [4] Princip tepelné elektrárny. *Vodní a tepelné elektrárny* [online]. [2014] [cit. 2014-02-09]. Dostupné z: <http://www.vodni-tepelne-elektrarny.cz/princip-tepelne-elektrarny.htm>
- [5] BEŠTA, M. *Elektrárny část II*. Teplice, 2013. Dostupné z: <http://www.mbest.cz/wp-content/uploads/2013/01/T2.1-Tepeln%C3%A9-elekt%C3%A1rny.pdf>
- [6] MAREŠ, Radim. *Tabulky termodynamických vlastností vody a vodní páry*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2008. ISBN 978-80-7043-680-6.
- [7] Tepelné elektrárny a teplárny
- [8] HEJZLAR, Radko. *Termodynamika*. Vyd. 5. V Praze: České vysoké učení technické, 2010, 166 s. ISBN 978-80-01-04540-4.
- [9] *Žilinská univerzita v Žilině: Strojnická fakulta* [online]. © 2013 [cit. 2014-02-20]. Dostupné z: <http://www.fstroj.uniza.sk/>
- [10] ŠKORPÍK, Jiří. Parní turbína v technologickém celku. *Transformační technologie* [online]. 2013 [cit. 2014-04-16]. Dostupné z: <http://www.transformacni-technologie.cz/parni-turbina-v-technologickem-celku.html>
- [11] NEUŽIL, Lubomír a Vladimír MÍKA. *Chemické inženýrství IB*. 1. vyd. Praha: VŠCHT, 1992, s.294-473. ISBN 80-708-0164-6.
- [12] Feedwater Heaters, Coolers: Optimization of thermodynamic design. *Thermal PowerTec Ltd.* [obrázek]. [online]. 1993 [cit. 2014-03-03]. Dostupné z: <http://www.powertec.com/heatexchangers.htm>

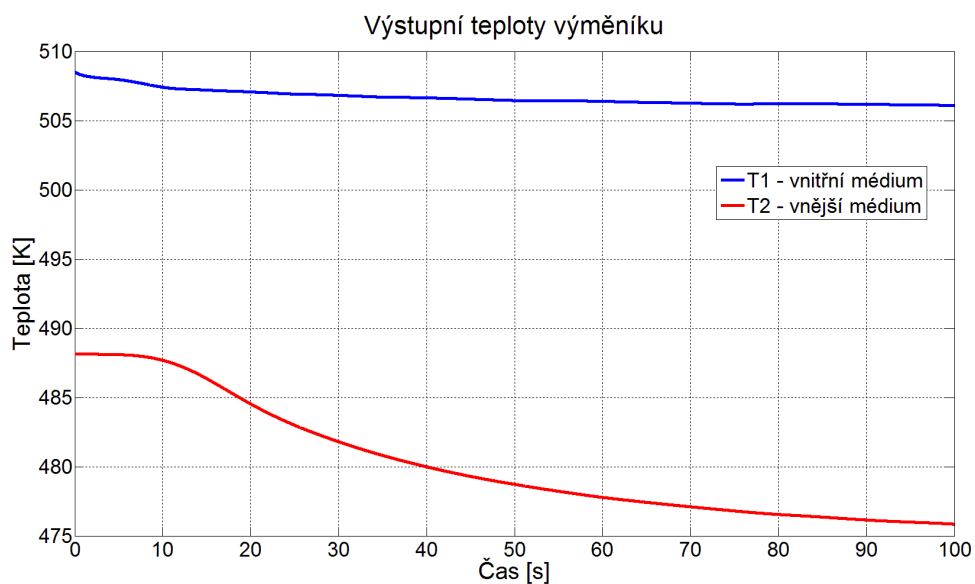


- [13] KOZUBKOVÁ, Milada, Tomáš BLEJCHAŘ a Marian BOJKO. *Modelování přenosu tepla, hmoty a hybnosti: učební text*. [obrázek]. Vyd. 1. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2011, 173 s. ISBN 978-80-248-2491-8.
- [14] HASAL, Pavel, Igor SCHREIBER a Dalimil ŠNITA. *Chemické inženýrství I*. Vyd. 2., přeprac. Praha: Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, 2007, 350 s. ISBN 978-80-7080-629-6.
- [15] LI, Haipeng, Xiaojin HUANG a Liangju ZHANG. A lumped parameter dynamic model of the helical coiled once-through steam generator with movable boundaries. *Nuclear Engineering and Design* [online]. 2008, vol. 238, issue 7, s. 1657-1663 [cit. 2014-04-17]. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2008.01.009. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002954930800071X>
- [16] MILIÁN, V., J. NAVARRO-ESBRÍ, D. GINESTAR, F. MOLÉS a B. PERIS. Dynamic model of a shell-and-tube condenser. Analysis of the mean void fraction correlation influence on the model performance. *Energy* [online]. 2013, vol. 59, č. 59, s. 521-533 [cit. 2014-04-17]. DOI: 10.1016/j.energy.2013.07.053. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0360544213006592>
- [17] Moving boundary models for dynamic simulations of two-phase flows. *Modelica'2002 Conference* [online]. 2002, č. 31, 235 - 244 [cit. 2014-04-17]. Dostupné z: [https://www.modelica.org/events/Conference2002/papers/p31\\_Jensen.pdf](https://www.modelica.org/events/Conference2002/papers/p31_Jensen.pdf)
- [18] HUBKA, Lukáš. *Vybrané modely funkčních podsystému parního kotle*. Liberec, 2010. Disertační práce. Technická univerzita v Liberci.
- [19] HUSSAINI, Irfan S., Syed M. ZUBAIR a M.A. ANTAR. Area allocation in multi-zone feedwater heaters. *Energy Conversion and Management* [online]. 2007, vol. 48, issue 2, s. 568-575 [cit. 2014-04-17]. DOI: 10.1016/j.enconman.2006.06.003. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0196890406001968>
- [20] Basic of closed feedwater heaters. *Tech Sheet* [online]. 2007, č. 127 [cit. 2014-03-01]. Dostupné z: <http://heatexchange.org/pdf/techsheets/TechSheet127.pdf>

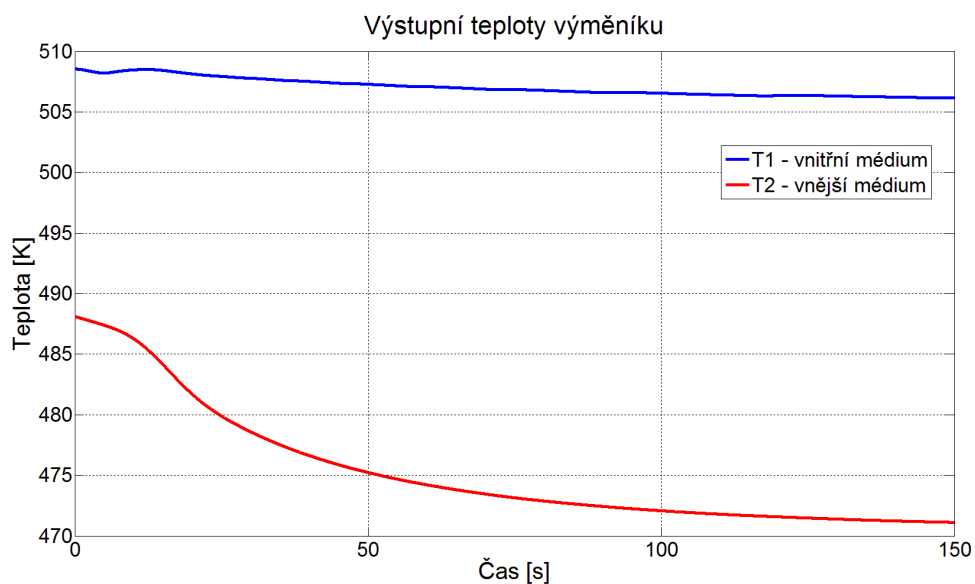
- [21] HOLEČEK, Oldřich a Dalimil ŠNITA. *Chemické inženýrství: Sdílení tepla*. 2009, 24 s. Dostupné z:  
<http://www.vscht.cz/uchi/ped/chi/chi.ii.ulohy.k11.sdileni.tepla.pdf>
- [22] HUMUSOFT s.r.o. [online]. 1991 [cit. 2014-03-28].  
Dostupné z: <http://www.humusoft.cz>
- [23] HOLMGREN, Magnus. *X Steam for MATLAB*. 2006, 5 s.
- [24] *Výměníky tepla*. 2013, 296 s. Dostupné z:  
[http://www1.vsb.cz/ke/vyuka/Prenos tepla a hmoty/v%FDm%ECn%EDky%202013.pdf](http://www1.vsb.cz/ke/vyuka/Prenos_tepla_a_hmoty/v%FDm%ECn%EDky%202013.pdf)

## Přílohy

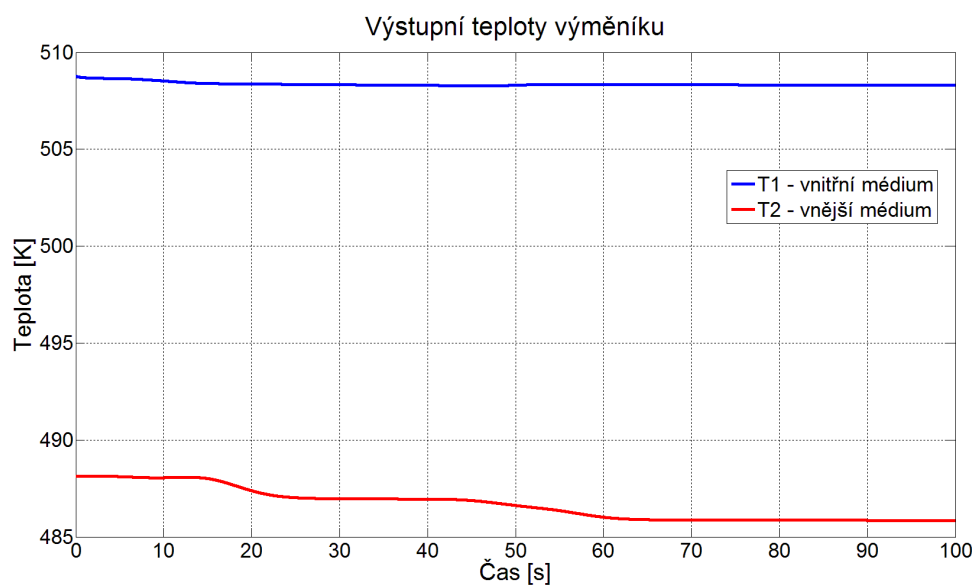
### A Výsledky simulací při změnách vstupních parametrů



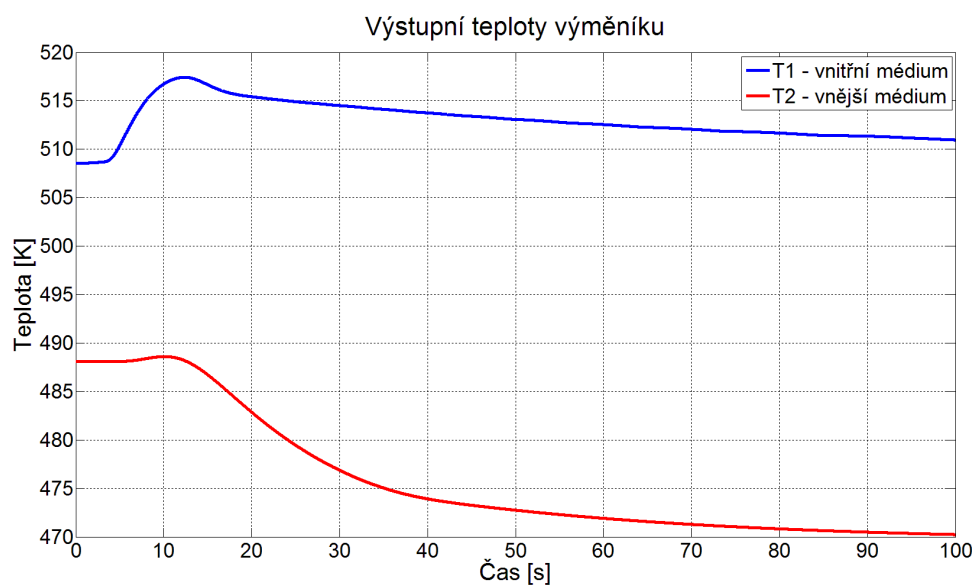
Obr. A.1: Odezva výstupních teplot na zvýšení průtoku vnitřního média o 10 %



Obr. A.2: Odezva výstupních teplot na snížení průtoku vnějšího média o 10 %



**Obr. A.3:** Odezva výstupních teplot na snížení tlaku vnitřního média o 50 %



**Obr. A.4:** Odezva výstupních teplot na zvýšení tlaku vnějšího média o 20 %

## B Zdrojový kód iterační metody

```
close all
clear all
clc;

%% Vstupní parametry
N=5000;
Twin=468.98;           %vstupní teplota napájecí vody [K]
Tsin=645.32;           %vstupní teplota páry z turbíny [K]
ps=3.034e6;            %tlak páry [Pa]
pw=1.206e7;            %tlak napájecí vody [Pa]
k=[469.24,4326.92,1239.48]; %součinitel prostupu tepla pro
jednotlivé zóny
A=349.59;              %teplosměnná plocha výměníku [m2]
dA=A/N;                %určení velikosti elementu
Tsats= 273.16+XSteam('Tsat_p',ps/1e5);           %teplota nasy-
cení na straně pláště [K]
mw=86.911;             %hmotnostní průtok napájecí vody [kg/s]
ms=6.869;              %hmotnostní průtok vstupující páry [kg/s]
hfg=1000*(XSteam('hV_p',ps/1e5)-XSteam('hL_p',ps/1e5));
%skupenské teplo [J/kg]

%% Hlavní cyklus
Tw(1)=Twin;
Ts(1)=480;
i=0;

while round(Ts(i+1))~=round(Tsin)
    i=0;
    dq=0;
    Ts(1)=Ts(1)-1/50;

    while Ts(i+1)<Tsats
        i=i+1;
        Cs(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',ps/1e5,Ts(i)-273.15);
        Ct(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',pw/1e5,Tw(i)-273.15);
        dq(i)=k(3)*dA*(Ts(i)-Tw(i));
        Tw(i+1)=dq(i)/(mw*Ct(i))+Tw(i);
        Ts(i+1)=dq(i)/(ms*Cs(i))+Ts(i);
    end

    q1=sum(dq);
    A1=dA*i;
    q2=0;

    while q2<(ms*hfg)&i<(N-1)
        i=i+1;
        dq(i)=k(2)*dA*(Ts(i)-Tw(i));
        Cs(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',ps/1e5,Ts(i)-273.15);
```

```

        Ct(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',pw/1e5,Tw(i)-273.15);
        Tw(i+1)=dq(i)/(mw*Ct(i))+Tw(i);
        Ts(i+1)=Tsats;
        q2=sum(dq)-q1;
        A2=dA*i-A1;
    end

    while i<(N-1)
        i=i+1;
        Cs(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',ps/1e5,Ts(i)-273.15);
        Ct(i)= 1000*XSteam('Cp_pT',pw/1e5,Tw(i)-273.15);
        dq(i)=k(1)*dA*(Ts(i)-Tw(i));
        Tw(i+1)=dq(i)/(mw*Ct(i))+Tw(i);
        Ts(i+1)=dq(i)/(ms*Cs(i))+Ts(i);
    end
end

dq(i+1)=k(1)*dA*(Ts(i+1)-Tw(i+1));
A3=dA*i-A2-A1;
q3=sum(dq)-q2-q1;
qttotal=q1+q2+q3;

%% Vykreslení výsledků
plot((1:N)/N*100,Tw,'b',(1:N)/N*100,Ts,'r','LineWidth',4)
grid on;
set(gca,'FontSize',26);
legend('Napájecí voda','Zdrojové médium');
title('Rozložení teplot výměníku','FontSize',32);
xlabel('A [%'],'FontSize',30);
ylabel('T [K]','FontSize',30);

```